

波動境界層における質量輸送と海底の洗掘

野 田 英 明*

1. 緒 言

防波堤や海岸堤防、護岸など海岸構造物堤脚部の洗掘は、これら構造物の強度や防災機能を低下せしめるばかりでなく、構造物を破壊するにいたる場合もしばしばみられるので、その設計施工にあたってはこれに十分な考慮を払わなければならない。こうした海岸構造物堤脚部の洗掘問題については、従来主として実験的に研究が進められ、すでにいくつかの研究結果が発表されている。たとえば、榎木・川崎¹⁾は鉛直不透過堤の場合、洗掘過程に4つの型があることを実験によって示すとともに、その後さらに実験を続けて洗掘機構の究明を試みている²⁾。また佐藤・田中・入江^{3),4)}、らも大小2つの水槽を用いて洗掘現象の把握と scale effect の問題を取り上げているし、細井⁵⁾も海岸堤防を設置した場合の海浜変形について論じている。一方、外国では潮位変化の影響を考慮した Russel・Ingilis⁶⁾の実験、鉛直堤天端の高さが洗掘におよぼす影響について検討した Kadib⁷⁾の実験、碎波線より沖側におかれた鉛直堤の前面における海浜の洗掘に関する Herbiech・Stephen⁸⁾の理論的、実験的研究をあげることができよう。これらの研究は構造物前面における海浜の最終形状がいくつかの型に分類できることを実験によって示すとともに、堤脚部の洗掘現象あるいは洗掘過程に対する理解を深めるのに重要な役割をはたしてきた。しかしこれらの形状に対する支配的要素が何であるかという問題とか実験規模が小さいため現地との対応に関する scale effect の問題などなお未解決の課題も多く、現象を統一的に説明できる理論も確立されていない。

著者は本論文において海底に発達する波動境界層内の質量輸送について従来の取り扱いをさらに一般化し、進行波、部分重複波および完全重複波に対する質量輸送速度を層流ならびに乱流境界層理論に基づいて誘導し、その結果を利用してこの質量輸送が構造物前面における漂砂の挙動に重要な影響を与えることを明らかにし、この面から海岸堤防の洗掘機構について考察しようとするものである。

2. 部分重複波の非回転理論

非回転理論(第1近似)に基づく部分重複波の諸特性は次のように表わされる。なお座標系は図-1に示すようである。

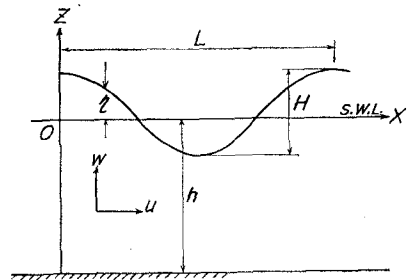


図-1 座標系

(1) 速度ポテンシャル ϕ

$$\phi = \frac{gH_i}{2\omega} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} (e^{-ikx} + r e^{ikx}) e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (1)$$

となる。ここに g は重力の加速度、 H_i は入射波高、 r は反射率であり、 H_r を反射波高とすると H_r/H_i になる。また、 $k=2\pi/L$ 、 $\omega=2\pi/T$ (T : 周期) である。なお上式の実部をとると、

$$\phi = (gH_i/2\omega) \cosh k(h+z) \cdot \text{cosech } kh \{ \cos(kx - \omega t) + r \cos(kx + \omega t) \} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。

(2) 波 形

$$\eta/H_i = (i/2) (e^{-ikx} + r e^{ikx}) e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (3)$$

(3) 水粒子の速度(水平成分)

$$u = \frac{\pi H_i}{T} \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} i f(kx) e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、

$$f(kx) = e^{-ikx} - r e^{ikx} \quad \dots\dots\dots (5)$$

実部をとると、

$$u = (\pi H_i/T) (\cosh k(h+z)/\sinh kh) \times \{ \sin(kx - \omega t) + r \sin(kx + \omega t) \} \quad \dots\dots\dots (6)$$

(4) 底面 ($z=-h$) における水粒子速度 u_b

$$u_b = u_{0i} i f(kx) e^{i\omega t} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、

* 正会員 工博 鳥取大学教授 工学部土木工学科

$u_{0i} = \pi H_i / T \sinh kh \dots\dots\dots (8-a)$

また、底面における最大速度 u_0 は

$u_0 = u_{0i}(1+r) \dots\dots\dots (8-b)$

によって与えられる。進行波および完全重複波の場合、反射率はそれぞれ $r=0$ および $r=1$ であるから、これらを上式に代入すれば、上の関係は進行波および完全重複波に対してもそのまま利用できる。たとえば、底面における水粒子速度の最大値 u は式(8-b)において進行波の場合 $r=0$ 、完全重複波の場合 $r=1$ とおくことによってただちに $u_0 = u_{0i}$ および $u_0 = 2u_{0i}$ となることがわかる。

3. 層流境界層における質量輸送速度

完全重複波の場合に対する理論的取り扱いについてはすでに著者が前報^{9),10)}で論じているので、その詳細は省略するが、部分重複波の場合もその取扱いはまったく同じであって、Longuet-Higgins¹¹⁾によると、底面での波動層流境界層における質量輸送速度 $\bar{U}_L$ は

$$\bar{U}_L = (1/4)(k/\omega)u_{0i}^2[(1-r^2)K_{pl}(\zeta) + 2rK_{sl}(\zeta)\sin 2kx] \dots\dots\dots (9)$$

で表わされる。ここに、

$K_{pl}(\zeta) = 5 - 8e^{-\zeta} \cos \zeta + 3e^{-2\zeta} \dots\dots\dots (10)$

$K_{sl}(\zeta) = -3 + 8e^{-\zeta} \sin \zeta + 3e^{-2\zeta} \dots\dots\dots (11)$

$\zeta = z/\sqrt{2}\delta \dots\dots\dots (12)$

$\delta = (\nu T/2\pi)^{1/2} \dots\dots\dots (13)$

である。なお、境界層理論における座標系は図-2に示すようである。

さて、式(9)において $r=0$ あるいは $r=1$ とすると、

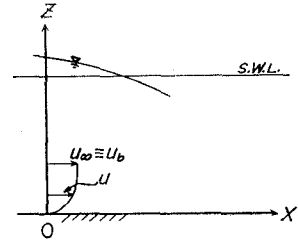
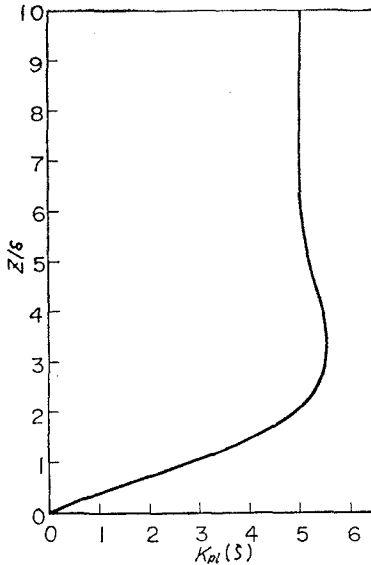


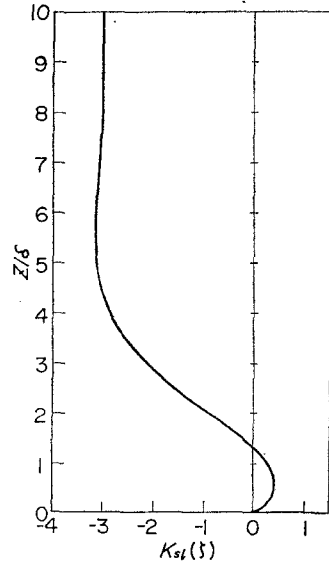
図-2 座標系(境界層)

右辺カッコ内の第2式あるいは第1式はゼロになる。 $r=0$ および $r=1$ はそれぞれ進行波および完全重複波を表わすから、 K_{pl} および K_{sl} はそれぞれ進行波および完全重複波に対する層流境界層内の質量輸送速度の鉛直分布を示すことがわかるであろう。図-3(a)および(b)はそれぞれ K_{pl} および K_{sl} と z/δ との関係について、式(10)および(11)の計算結果を示すものであって、進行波の場合、図-3(a)から明かなように、質量輸送速度の方向はいずれの高さにおいても入射波の進行方向と一致し、さらに式(9)から x 方向には変化しないことがわかる。一方、完全重複波の場合、図-3(b)から、質量輸送の方向は z/δ の値がほぼ 1.32 より大きい上層とそれより小さい下層(逆転層と呼ぶ)で異なるばかりでなく、式(9)から $0 < x/L < 1/4$ と $1/4 < x/L < 1/2$ の領域でもその方向が逆になることを示している。

図-4は部分重複波($0 < r < 1$)の質量輸送におよぼす反射率の効果を示す一例であって、 r の値が0.5および0.8の場合について、 $x/L=1/8, 1/4, 3/8$ の位置における無次元質量輸送速度 $\bar{U}^* [= \bar{U}_L / (1/4) u_{0i}^2 (k/\omega)]$ と



(a)



(b)

図-3 K_{pl} および K_{sl} と z/δ の関係

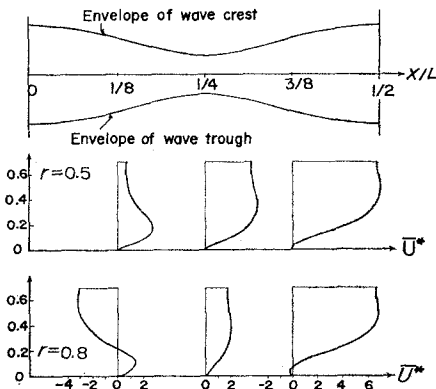


図4 部分重複波による質量輸送

z/δ の関係を示している。 $r=0.5$ の場合、 $\bar{U}^*$ はいずれの位置でも入射波の進行方向と一致するが、 $r=0.8$ の場合には重複波の特性がかなり顕著に現われ、質量輸送の方向は空間的にかなり異なり、さらに底面近傍における逆転層の存在が顕著になる。以上の結果から、部分重複波がよく現われる海岸堤防や防波堤の前面では底面近くの質量輸送が反射率、構造物前面からの距離および底面からの高さによって、その速さも方向も著しく異なることがわかるであろう。したがって、波動による1次のオーダの周期的往復運動が底質を運動せしめる能力をもつならば、この2次のオーダの流れである質量輸送が底質移動の卓越方向を決定する重要な要素になると考えられ、その結果、最終的には海底地形の変化を決定づけるのにこれらの諸要素が支配的役割をはたすものと推測される。

4. 乱流境界層における質量輸送速度

前報¹²⁾ では波動乱流境界層を3層に分けてモデル化し、このモデルに基づいて境界層方程式を解き、乱流境界層における流速分布の第1近似解を誘導した。その詳細については前報にくわしいので省略するが、本論文ではその結果を用いて波動乱流境界層内における質量輸送速度を計算し、さらにその諸特性について検討するので、ここでは境界層内における流速分布の理論結果について述べることにする。なおこの節では混乱を避けるためにできるだけ前報と同じ記号を用いることにする。

(1) 流速分布式 (第1近似)

後述するように、質量輸送速度について検討する場合、3層モデルの最下層について知ればその大要を把握することができるので、ここでは最下層における流速分布式のみを示すことにする。これを複素数表示すると、

$$u_1 = iu_{01}(1-F)f(kx)e^{i\omega t} \quad (14)$$

となる。ここに、

$$F = \{(1+A)(\xi/\xi_0)^{-n} - A(\xi/\xi_0)^n\}(\xi/\xi_0)^{-1/2} \quad (15)$$

であり、 A , n , ξ_0 および ξ はすでに前報¹²⁾ において示されているとおりであるが、 A は α , ξ_0 , ξ_1 および ξ_2 の関数であり、前報の式(28)~(32)に、また n は α のみの関数であり、前報式(17)のようになる。また ξ_0 , ξ_1 , ξ_2 および ξ は前報式(5)によって定義されているように、それぞれ $1+\alpha z_0/\delta$, $\xi_0+\alpha z_1/\delta$, $\xi_0+\alpha z_2/\delta$ および $\xi_0+\alpha z/\delta$ で与えられる。

さて、上述の理論結果と従来の実験結果^{12), 14), 15)} との対応により、 $\alpha = (u_0/\nu) \times 10^{-3}$ であること、さらに $z_1/\delta = 50$ および $z_2/\delta = 100$ としてよいことが見出された。したがって、後述する質量輸送速度の計算にはこれらの数値をそのまま用いることにする。

(2) 質動輸送速度

波動乱流境界層における質量輸送速度は、境界層内における流速分布の第1近似 u_1 を用いると、若干の計算により近似的に

$$\bar{U}_T = 4 \int u_1 dt \cdot \frac{\partial u_{\infty}}{\partial x} + 3 \int_{\xi_0}^{\xi} \left[\frac{\partial u_1}{\partial \xi} dt \cdot \frac{\partial u_1}{\partial x} \right]_{\infty} d\xi \quad (16)$$

となる。ここに、 u_{∞} は式(7)で与えられる境界層外縁の水粒子の速度であり、 $—$ は1周期平均である。

いま、最下層 ($z \leq z_1$) のみに注目すると、この層内における質量輸送速度は式(16)に式(7), (14) および (15) の関係を代入して、

$$\bar{U}_T = u_{01}^2(k/\omega) \{4(1-F)f(kx)e^{i\omega t} \cdot f_1(kx)e^{i\omega t} + 3 \int_{\xi_0}^{\xi} (fF^*e^{i\omega t}) \cdot (f_1F e^{i\omega t}) d\xi\} \quad (17)$$

となる。ここに F' は F の ξ に関する微分を、また $f_1(kx) = e^{-ikx} + r e^{ikx}$ であることを表わしている。

上式(17)の実部をとれば求める質量輸送速度が得られることになる。いま、

$$F = F_r + iF_i \quad (19)$$

とするならば、

$$\begin{aligned} & \Re[(1-F)f e^{i\omega t} \cdot f_1 e^{i\omega t}] \\ &= (1/2) \cdot \Re[(1-F)f \cdot f_1^*] \\ &= (1/2) \cdot \{(1-F_r)(1-r^2) - 2rF_i \sin 2kx\} \end{aligned}$$

となる。ここに $*$ は共役複素数を表わしている。また、

$$\begin{aligned} & \Re \left[\int_{\xi_0}^{\xi} (fF^* e^{i\omega t}) \cdot (f_1 F e^{i\omega t}) d\xi \right] \\ &= (1/2) \Re \left[f \cdot f_1^* \int_{\xi_0}^{\xi} F F^* d\xi \right] \\ &= (1/2) \{ (1-r^2) Q_1 + 2rQ_2 \sin 2kx \} \end{aligned}$$

となる。ここに、

$$\int_{\xi_0}^{\xi} F F^* d\xi = Q_1 + iQ_2$$

であり、式(19)から、

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= \int_{\xi_0}^{\xi} (F_r F_r' + F_i F_i') d\xi \\ &= (1/2) \cdot (F_r^2 + F_i^2 - 1) \\ Q_2 &= \int_{\xi_0}^{\xi} (F_r F_i' - F_r' F_i) d\xi \\ &= 2 \int_{\xi_0}^{\xi} F_r F_i' d\xi - F_r F_i \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

となる。これらの関係を式(17)に代入すると、波動乱流境界層最下層における質量輸送速度は結局、

$$\begin{aligned} \bar{U}_T &= \frac{1}{4} \left(\frac{k}{\omega} \right) u_{0i}^2 \{ (1-r^2) K_{pt}(\xi) \\ &\quad + 2r K_{st}(\xi) \sin 2kx \} \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

となる。ここに、

$$K_{pt} = 8(1-F_r) + 6Q_1 \dots\dots\dots (22)$$

$$K_{st} = 6Q_2 - 8F_i \dots\dots\dots (23)$$

である。

式(21)と層流境界層に関する式(9)を比較すると、 K_{pt} を K_{pt} に、また K_{st} を K_{st} に対応させるならば形式上まったく一致していることがわかる。したがって、 K_{pt} および K_{st} はそれぞれ進行波および完全重複波によって底面に発達する乱流境界層内の質量輸送速度の鉛直分布を与えることが明らかであろう。なお、 $z > z_1$ すなわち3層モデルの上2層における質量輸送速度も上述したと同様の方法によって求めることができるが、最下層のみでもその層厚($z_1/\delta = 50$)は層流のそれに比べて十分大きく、かつ $z > z_1$ の範囲における質量輸送速度は z 方向にほとんど変化しないことなどの理由から、本論文ではもっぱら最下層に注目して議論を進めることにする。

(3) K_{pt} および K_{st} の算定

式(22)および(23)から明らかなように、 K_{pt} および K_{st} は F_r と F_i の関数である。したがって、これらは

結局 α 、 ξ_0 および ξ によって決定されることになる。ここで α はReynolds数 $Re = u_0 \delta / \nu$ を、 ξ_0 は粗度長さ z_0/δ を代表する量であり、 ξ は底面からの高さ z/δ に対応している。いま、 $A = A_r + iA_i$ 、 $n = n_r + in_i$ とし式(15)から F の実部 F_r および虚部 F_i を計算すると、

$$\begin{aligned} F_r &= (\xi/\xi_0)^{-1/2} [a_1 (\xi/\xi_0)^{-nr} \cos(n_i \theta - s_1) \\ &\quad - a_2 (\xi/\xi_0)^{-nr} \cos(n_i \theta + s_1)] \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_i &= -(\xi/\xi_0)^{-1/2} [a_1 (\xi/\xi_0)^{-nr} \sin(n_i \theta - s_1) \\ &\quad + a_2 (\xi/\xi_0)^{-nr} \sin(n_i \theta + s_1)] \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

となる。ここに、

$$\left. \begin{aligned} \theta &= \ln(\xi/\xi_0), \quad a_1 = [(1+A_r)^2 + A_i^2]^{1/2}, \\ a_2 &= (A_r^2 + A_i^2)^{1/2}, \\ s_1 &= \tan^{-1} \{ A_i / (1+A_r) \}, \\ s_2 &= \tan^{-1} (A_i / A_r) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

である。したがって、 α および z_0/δ の値を与えると、前報式(17)および式(29)~(32)から n および A の値が計算でき、さらに、式(25)と(26)から種々の高さに対する F_r および F_i が算定できる。これらの結果を式(20)および(22)に代入すれば K_{pt} を算定することができる。

一方、 K_{st} の算定については式(23)から明かなように、 Q_2 を計算しなければならない。いま、

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= [(0.5+n_r)^2 + n_i^2]^{1/2}, \\ b_2 &= [(0.5-n_r)^2 + n_i^2]^{1/2} \\ r_1 &= \tan^{-1} [n_i / (0.5+n_r)], \\ r_2 &= \tan^{-1} [n_i / (0.5-n_r)], \\ r_3 &= \tan^{-1} (2n_i) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

とおくと、

$$\int_{\xi_0}^{\xi} F_r F_i' d\xi = a_1^2 b_1 I_1 - a_1 a_2 b_1 I_2 + a_1 a_2 b_2 I_3 - a_2^2 b_2 I_4 \dots\dots\dots (28)$$

となる。ここに、

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= -\{ \sin(2s_1) + (\xi/\xi_0)^{-(1+2nr)} \sin(2n_i \theta - s_1) \} / 4b_1 + \{ (\xi/\xi_0)^{-(1+2nr)} - 1 \} \sin r_1 / 2(1+2n_r) \\ I_2 &= \{ (\xi/\xi_0)^{-1} - 1 \} \sin(s_1 + s_2 + r_1) / 2 + \{ \sin(r_3 - r_1 - s_1 + s_2) - (\xi/\xi_0)^{-1} \\ &\quad \times \sin(2n_i \theta + r_3 - r_1 - s_1 + s_2) \} / 2(1+4n_i^2)^{1/2} \\ I_3 &= -\{ (\xi/\xi_0)^{-1} - 1 \} \sin(s_1 + s_2 + r_2) / 2 + \{ \sin(r_3 + r_2 - s_1 + s_2) - (\xi/\xi_0)^{-1} \\ &\quad \times \sin(2n_i \theta + r_3 + r_2 - s_1 + s_2) \} / 2(1+4n_i^2)^{1/2} \\ I_4 &= \{ \sin(s_2 + r_2) - (\xi/\xi_0)^{-(1+2nr)} \sin(2n_i \theta + s_2 + r_2) \} / 4b_2 \\ &\quad - \{ (\xi/\xi_0)^{-(1+2nr)} - 1 \} \sin r_2 / 2(1-2n_r) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (29)$$

である。したがって、

$$\begin{aligned} Q_2 &= 2(a_1^2 b_1 I_1 - a_1 a_2 b_1 I_2 \\ &\quad + a_1 a_2 b_2 I_3 - a_2^2 b_2 I_4) - F_r F_i \dots\dots\dots (30) \end{aligned}$$

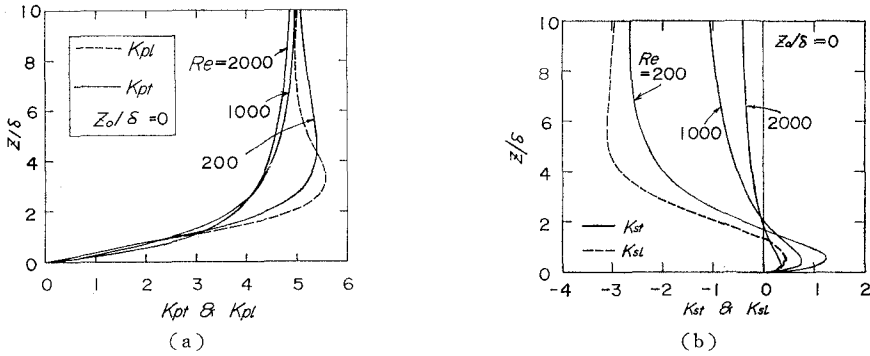
となり、結局上式を用いれば K_{st} を算定することができる。

(4) 数値計算例

上述した乱流境界層内における質量輸送速度の特性を明らかにするために、 K_{pt} および K_{st} について二、三

の計算例を示そう。

乱流境界層内部の質量輸送速度の鉛直分布を示す K_{pt} および K_{st} は、 z/δ はもちろんのこと、 α および z_0/δ の値にも関係する。前述したように、この計算は $z/\delta \leq z_1/\delta$ の範囲で行なえば十分であり、さらに、 $z_1/\delta = 50$ としてよいことはすでに検討したところである。また $\alpha = Re \times 10^{-3}$ で表わされることもすでに述べた。なお、層流境界層における K_{pt} および K_{st} はReynolds数や粗度長



図—5 K_{pt} および K_{st} と z/δ の関係

さに無関係であるが、 K_{pt} および K_{st} はこれらに關係する。

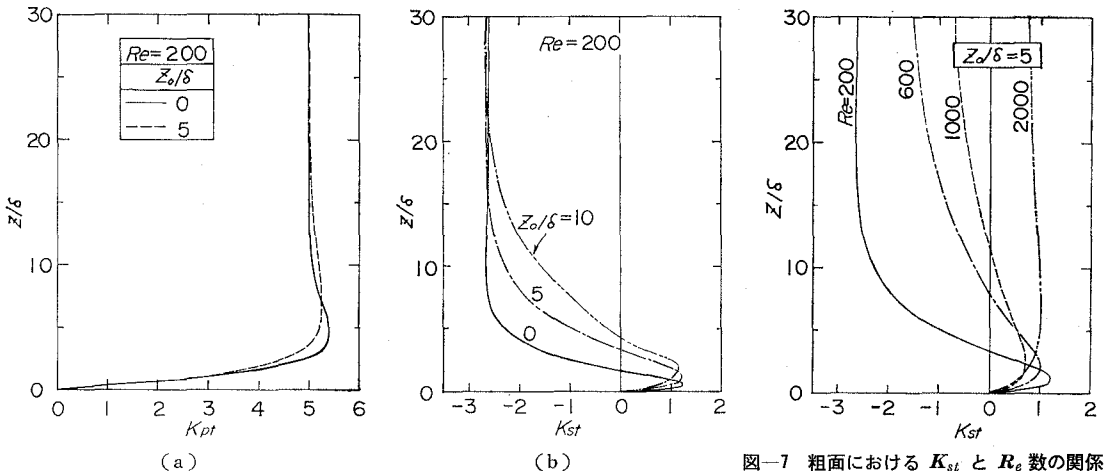
図—5(a) および (b) はそれぞれ底面が滑面 ($z_0/\delta=0$) の場合について、 K_{pt} および K_{st} と z/δ の關係を、 Re をパラメーターとして示したものである。なお図中の破線は層流理論によるもので比較のために示した。図—5(a) からわかるように、乱流境界層の場合、分布形は Re の値によって若干となるが、 K_{pt} の値におよぼす Re の値の効果は $Re \leq 2000$ の範囲ではそれほど顕著でなく、層流理論に基づく K_{pl} との相違は大きくない。しかし、図—5(b) をみると、滑面の場合、 K_{st} の値は Re 数によって大きく変化し、 K_{st} の値は Re の値の増大とともに小さくなるのがわかる。以上の結果を要約すると、滑面乱流の場合、進行波による質量輸送は、その速さ、方向とも層流の場合とほとんど差異はないが、重複波によるそれは層流の場合にくらべて Re の値が大きくなるとともに著しく小さくなる傾向にある。ただし、その方向は層流のそれとほぼ一致し、また $z/\delta < 2.0$ において逆転層が存在することも層流の場合と同様である。

図—6(a) および (b) はそれぞれ $Re=200$ の場合につ

いて、 K_{pt} および K_{st} と z/δ の關係を z_0/δ をパラメーターとして示したものである。図—6(a) から明らかなように、 K_{pt} の値は滑面 ($z_0/\delta=0$) と粗面 ($z_0/\delta=5$) の場合でそれほど著しい変化はみられないが、図—6(b) をみると $z_0/\delta=0, 5$ および 10 の場合における K_{st} の値は $z/\delta < 20$ の範囲でかなり異なり、 K_{st} の値に対する粗度の効果が大いことを示している。以上の計算例から明らかなように、進行波の質量輸送は Reynolds 数や粗度の影響をそれほど受けないが、重複波のそれはこれらの影響を大きく受けることがわかる。

図—7 は、 $z_0/\delta=5$ に対する K_{st} と z/δ の關係を、 Re の値をパラメーターとして示したものであって、滑面に対する図—5 (b) と比較すると、重複波による質量輸送は滑面と粗面で非常に異なることがわかる。とくに底面が滑面の場合底面のごく近くにのみ存在した逆転層は、粗面の場合 Re の値の増大とともにその厚さが増大し、 $Re=2000$ ではかなりの上層でも滑面の場合とはまったく逆の方向に質量輸送が発生していることがわかる。

図—8 は $Re=1000$ の場合について、 K_{st} と z/δ の關係を z_0/δ の値をパラメーターとして示したものである。この図から明らかなように、たとえ Re の値が一定であ



図—6 K_{pt} および K_{st} におよぼす z_0/δ の効果

図—7 粗面における K_{st} と Re 数の関係

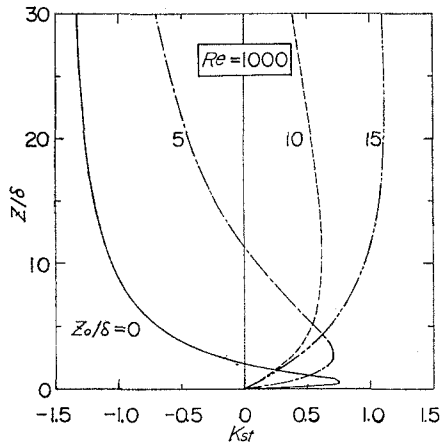


図-8 K_{st} におよぼす粗度の効果

っても z_0/δ の値が増大すれば、逆転層の厚さも増加することがわかる。

以上のことから、完全重複波の場合、乱流境界層の質量輸送は層流境界層のそれと非常に異なり、 R_e と z_0/δ の値に影響され、きわめて複雑な挙動をする。すなわち、滑面の場合、境界層内におけるその方向は上層において重複波の節から腹の方へ、下層の逆転層ではその逆になる。一方、粗面の場合、 R_e および z_0/δ の値の増加とともに逆転層の厚さが増大し、重複波の腹から節に向う流れが卓越するようになる。

漂砂の移動方向が上述した質量輸送の方向に関する理論的予測と一致すると考えるならば、海浜の変形に関する実験には R_e や z_0/δ の値などが関係し、縮尺効果が常に問題となることは明らかであろう。

(5) 実験結果

図-9 はナイロン球による完全重複波の質量輸送速度 (ナイロン球の粒径に対応する高さまでの平均速度) の測定結果を示すものであって、底面は滑面で、 R_e の値は 320 と 400 の場合について、無次元質量輸送速度 λ^* と x の関係を示している。なお図中の実線および破線はそれぞれ層流および乱流理論に基づく計算結果であり、実験値はそれぞれの位置における最大値がほぼ乱流理論曲線に一致しているのがわかる。

5. 構造物前面における洗掘について

(1) 底質の移動方向

以上、質量輸送の方向に関して理論的に予測される結果を利用するならば、底質の移動方向やこれにともなって漂砂が堆積したり洗掘される位置の関係も確かめられるであろう。

いま、漂砂の移動方向が底質の移動形式と底面境界層内の質量輸送に関係すると考えるならば、その方向は、Reynolds 数、粗度長および反射率の影響を受けると考

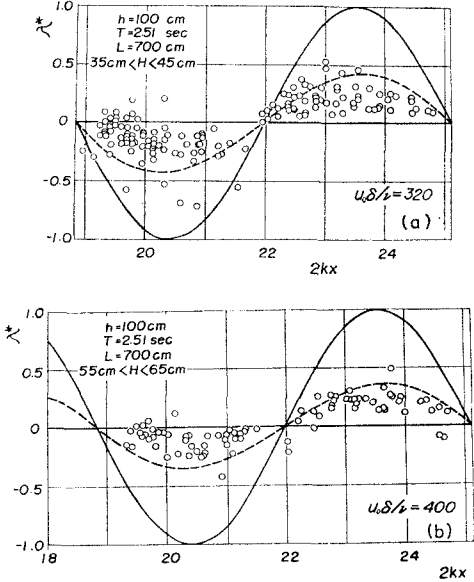


図-9 重複波による質量輸送の実験結果

えられ、部分重複波でもとくに K_{st} が主要な役割をたす場合には、それぞれの条件によって重複波の節あるいは腹の部分に底質が堆積するであろう。これらの関係を整理して、漂砂の卓越方向を示すと表-1 のようになると推定される。

表-1 漂砂の卓越方向

(1) 層流境界層 ($R_e < 113$)

	移動方向	
$\delta_i \geq d$	腹 → 節	L-1
$\delta_i \leq d$	節 → 腹	L-2

δ_i : 逆転層厚
 d : 底質粒径

浮遊形式

R_e 数	底面の性質	移動方向	
小	／	節 → 腹	TS-1
	滑	節 → 腹	TS-2
大	粗	腹 → 節	TS-3

(2) 乱流境界層

掃流形式

	R_e 数	底面の性質	移動方向	
$\delta_i \geq d$	／	／	腹 → 節	TT-1
		滑	節 → 腹	TT-2
$\delta_i \leq d$	小	粗	腹 → 節	TT-3
	大	／	腹 → 節	TT-4

(2) 地形変化に関する実験

上表の推定結果を確かめるために、重複波による移動床実験を行なった。実験は京都大学防災研究所宇治川水理実験所にある長さ 3m、幅 0.3m、深さ 1.0m の片面ガラス水槽を用いて行なった。実験に使用した底質は、粒径 0.13 mm の塩化ビニール粒子、0.22 mm の標

準砂および 1.0 mm の木津川産の砂であり、これらをそれぞれ水槽底面に 10 cm 厚さに敷き並べて水平な移動床とし、波を起こして地形を変化させ、平衡形状になるまで実験を続けた。実験に用いた諸条件は表-2 に示すようである。

図-10 は実験 A、B および C の平衡形状を示すもので

表-2 実験条件

	d (mm)	s	H_{max} (cm)	T (sec)	H/sd	$u_0\delta/\nu$	r	砂れん	
sand-A	1.00	1.65	13	1.86	0.8×10^2	226	1	有	TT-3
sand-B	1.00	1.65	18	2.63	1.1×10^2	262	1	有	TT-3
sand-C	0.22	1.67	20	2.63	5.5×10^2	292	1	有	TS-3
sand-D	0.22	1.67	15	1.45	4.1×10^2	132	1	有	TT-3, TS-3
V.P.-E	0.13	0.15	3	1.70	1.8×10^3	75	1	無	L-1
V.P.-F	0.13	0.15	15	1.15	1.0×10^4	125	1	無	TS-1
S-1*	0.38	1.65	17	3.00	2.7×10^2	323	0.30	有	
H-1**	0.30	1.65	8.7	1.79	1.8×10^2	120	0.30	有	

s : 底質の水中比重

* 佐藤・田中・入江による実験の結果

** Herbich et al による実験の結果

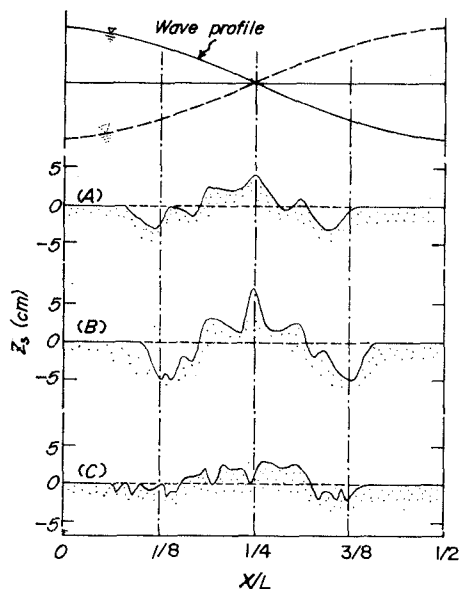


図-10 地形変化の一例

あって、この図から明かなように、いずれの実験結果も質量輸送速度の最大となる節と腹との中間部分が洗掘され、節の部分に砂が集積している。表-2 に示した無次元量 H/sd は底質の浮遊しやすさを表わす指標である。実験 A、B では観察によるとほとんど底質は浮遊することなく移動していた。この場合の流れは乱流であるが、 H/sd の値はほぼ 10^2 であり、この値では底質は浮遊しないものと考えられる。一方、実験 C では砂が浮遊するのがみられた。この場合の H/sd の値はほぼ 5.5×10^2 であってこの付近に掃流と浮遊の限界があると考えられる。以上の結果を表-1 と対比すると、A、B は TT-3 に、また C は TS-3 になる。なお、実験 D については実

験結果を示していないが、この実験では、砂れんが広範囲に発達したにもかかわらず局所的な洗掘、堆積はみられなかった。この場合の実験条件は、 $R_e=132$ 、砂れんが発達しているので乱流粗面の状態であるが、観察によると掃流砂と浮遊砂が存在し、表-1 に示す、TT-3 と TS-1 が同時に起こっていたと考えられ、これらによる流砂量が均衡していたために地形の変化が現われなかったものと推測される。海岸堤防前面でもこうした条件であれば洗掘が起らないことになる。

図-11 は底質として塩化ビニールを用いた実験の結果を示すものであって、表-2 における E および F に対する平衡断面形を示したものである。この実験に使用した塩化ビニール粒子は 0.13 mm ときわめて小さく、かつその水中比重は 0.15 ときわめて軽い。表-2 から明かなように、実験 E における R_e の値は 75 であり、かつ底面に砂れんも発達していない。したがって H/sd の値が

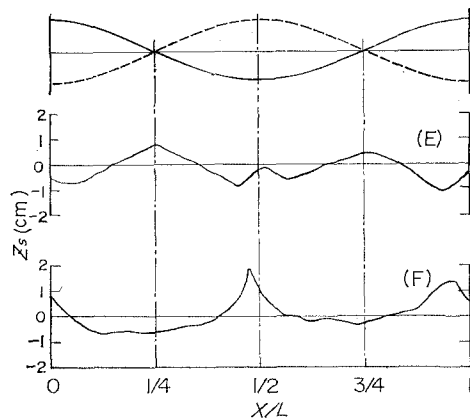


図-11

1.8×10^3 と大きい底質は掃流の状態に移動し、重複波の節の部分に堆積し腹の部分は変化なく、その中間が洗掘されている。これは層流境界層の逆転層における質量輸送の方向に粒子が移動したことを示し、表-1 の L-1 に対応することがわかる。一方、実験 F では R_e の値が 125 と乱流であることを示し、しかも H/sd の値がどの実験よりも大きく 10^4 であって、底質が浮遊していることを示している。図から明らかなように、底質は重複波の腹の部分に堆積し、節の付近は洗掘され、粒子は節から腹の方向に移動したことを示している。この実験では砂れんがみられず、滑面であると考えられるので、ちょうど表-1 の TS-1 に対応することがわかるであろう。以上、完全重複波による実験では表-1 で推定した地形の変化と実験の結果がよく一致することが明らかとなった。しかし、まだ定性的説明の域をでず、今後 scale の異なる実験を行なって漂砂方向の相違に対する定量的な限界を見出す必要があると考えられる。

なお最後に、反射率の効果について検討しよう。著者は部分重複波の実験を行っていないので、ここでは、佐藤・田中・入江³⁾ による海岸堤防の洗掘に関する実験の結果を参照して検討したい。

図-12 は彼らが海岸堤防の洗掘に関して行なった実

ことは反射率の効果によるものと考えられるが、実験結果が少ないためまだ結論を下すにはいたらない。なお Herlich⁶⁾ らの実験でも r の値が 0.3 とかなり小さいにもかかわらず節の部分に砂が堆積したことを確かめている。

6. 結 語

以上、本論文では、底面境界層における質量輸送速度の取り扱いを一般化し、進行波、部分重複波および完全重複波に適用できるようにした。さらに、波動乱流境界層におけるそれについても解析を試み、実験によってその理論の妥当性が確かめられた。

一方、これらの理論的予測に基づいて、漂砂の移動方向が、その移動形式と質量輸送速度によって支配されると考え、地形変化を分類して、その結果を実験によって確かめた。さらに、海岸堤防の洗掘に関する実験では、反射率の効果や scale effect の問題を無視できないことが質量輸送理論に基づいて考察された。

最後にこの研究にあたり終始有益な助言を賜った京都大学 岩垣雄一教授に深謝の意を表するとともに、この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する。

参 考 文 献

- 1) 榎木 亨・川崎芳一：海岸堤防堤脚部の洗掘について、京都大学防災研究所年報，第4号，昭36，pp. 198-209
- 2) 榎木 亨：海岸堤防基部の洗掘機構に関する研究（その1），第14回海岸工学講演会講演集，昭42，pp. 329-335
- 3) 佐藤昭二・田中則男・入江 功：直立壁堤脚部の波による二次元洗掘実験，第13回海岸工学講演会講演集，昭41 pp. 156-161
- 4) Sato, S., Tanaka, N., and Irie, I.: Study on Scouring at the Foot of Coastal Structures, Proc. of 11 th Conf. on Coastal Engg., 1968, Vol. II pp. 579-598
- 5) 細井正延：堤防設置による海浜変形について，第14回海岸工学講演会講演集，昭42，pp. 325-328
- 6) Russel, R. C. and Inglis, C.: The Influence of Vertical Wall on a Beach in front of It, Proc. of Minnesota International Hydraulics Convection, 1953
- 7) Kadib, A. L.: Beach Profile as Affected by Vertical Walls, B. E. B. Tech. Memo., No. 134, 1963, 41 p.
- 8) Herlich, J. B. and Stephen, C. K.: Scouring of Sand Beaches in front of Seawalls, Proc. 11 th Conf. on Coastal Engg., 1968, pp. 622-643
- 9) 野田英明：浅海重複波の質量輸送に関する研究，京都大学防災研究所年報，第11号 B，昭43，pp. 411-427
- 10) 野田英明・川嶋康宏：浅海重複波による質量輸送，第15回海岸工学講演会講演集，昭43，pp. 24-29
- 11) Longuet-Higgins, M. S.: Mass Transport in Water Waves, Phil. Trans. of Royal. Soc., London, Series. A, No. 903, Vol. 245, 1953, pp. 538-581
- 12) 野田英明：波動による乱流境界層の発達，第16回海岸工学講演会講演集，昭44，pp. 23-27

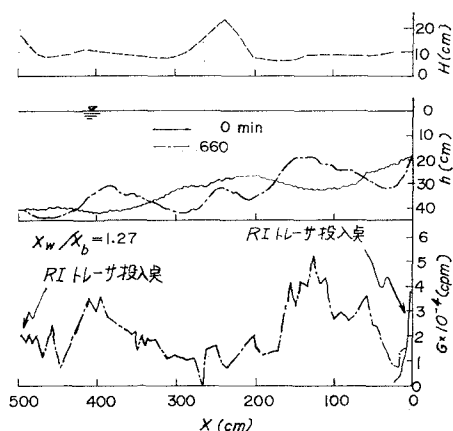


図-12 海岸堤防の洗掘 (佐藤・田中・入江による)

験の一例であって、波高の場所的変化、平衡形状、RIトレーサ投入後の集積位置が示されている。なお用いられた海岸堤防は鉛直堤であり、設置位置は砕波点より沖側である。この結果をみると、その平衡形状は著者の行なった実験Eの結果ときわめて類似しているのがわかる。ただし、流れの状態は表-2からも明らかなように非常にことなり、とくに著者の実験では $R_e=75$, $r=1$ であるのに対し佐藤らのそれは $R_e=323$, $r=0.36$ である。このような相違にもかかわらず、類似の地形が出現した