

波による海底砂の初期移動について

野 田 英 明*

1. 緒 言

波による砂の移動現象のなかでも、その移動限界は海岸漂砂の問題を取り扱かうに際して、ぜひ解明しておかねばならない最も基礎的な課題の一つであり、従来多くの人々によって研究がなされてきた。しかし導き出された結果に対して初期移動、集団的移動あるいは全面移動など移動限界に種々の定義が与えられ、かならずしも工学的要請に明確な解答を与えているとはいえない。そこで、著者は前報¹⁾で一つの砂粒に作用する波による流体力を考慮して、砂粒の移動機構を考察し、層流境界層にもとづく初期移動限界の理論式を導き、統一的な見解を与えようと試みた。しかしその結果を実験値と比較すると、 u_0^*d/ν の値が大きき場合、実験値のほうが理論値より小さくなり、この両者がどうして大きく違うのか、その原因が明確でなかった。こうした相違を究明するためには、どうしても海底近くにおける境界層内の流れの特性が、底質の移動におよぼす効果を適確に把握しなければならない。幸いにもこうした研究は近年急速に発展し、数多くの成果が発表されている。そこで著者は、これらの研究成果を底質の移動限界に適用し、従来明確でなかった二、三の問題を解明することに努めた。

2. 波による底面摩擦応力に関する理論式

浅海における進行波の底面境界層については、層流の場合、Longuet-Higgins²⁾が、 U を境界層外縁の流速、 u を境界層内の水平方向の流速、 ν を水の動粘性係数、 z を水底からの高さ、 t を時間として表わされる基礎方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial U}{\partial t} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1)$$

から

$$u = u_0 \{ \sin \theta - e^{-z/\delta} \sin(\theta - z/\delta) \} \quad (2)$$

の解をえた。ここに、

$$U = u_0 \sin \theta \quad (3)$$

$$\delta = \sqrt{2\nu/\omega} \quad (4)$$

であって、 δ は波による層流境界層の厚さを規定する量である。いま式(3)の境界層外の最大流速 u_0 に対して微小振幅波理論を適用すると、

$$u_0 = \pi H/T \sinh kh \quad (5)$$

と表わされる。ここに、 $k=2\pi/L$ 、 $\omega=2\pi/T$ 、 $\theta=(\pi/2)-(kx-\omega t)$ であり、 h :水深、 L :波長、 T :周期、 H :波高である。

さて、進行波によって底面に働く摩擦応力 τ_0 は $\mu \cdot (\partial u / \partial z)_{z=0}$ に等しいから、結局

$$\begin{aligned} \tau_0 / \rho &= (\nu \omega / 2)^{1/2} u_0 (\sin \theta + \cos \theta) \\ &= (\nu \omega)^{1/2} u_0 \sin(\theta + \pi/4) \end{aligned} \quad (6)$$

と表わされる。ここに、 ρ は水の密度、 μ は水の粘性係数であって、よく知られているように、摩擦応力 τ_0 は境界層外の流速 U と位相が $\pi/4$ だけずれていることがわかる。つぎに、摩擦速度 $u_* = \sqrt{\tau_0 / \rho}$ を用いて式(6)の関係を整理すると、

$$u_*^2 = u_0^*{}^2 \sin(\theta + \pi/4) \quad (7)$$

となる。ここに、

$$u_0^*{}^2 = u_0^2 (\nu \omega)^{1/2} \quad (8)$$

であり、かつ式(5)の関係をを用いると、

$$u_0^*{}^2 = \sqrt{2\nu/T} \cdot \pi H/T \sinh kh$$

となって、層流境界層の場合、最大摩擦速度 u_0^* は波の特性値である、波高、周期および水深、水の動粘性係数で表わされることになる。

最大摩擦速度 u_0^* と境界層外縁の最大水平速度 u_0 との関係を海底摩擦係数 C_f を導入して、

$$u_0^*{}^2 = C_f u_0^2 \quad (9)$$

で定義すると、上式の関係は境界層内の流れが層流であるなしかかわらず成り立つことになる。しかし、乱流境界層の場合、 z 方向の流速分布が明らかでないため、 C_f がいかなる値をとるかは現在のところ明確でない。一方、層流境界層では、式(8)と式(9)とを比較すると、

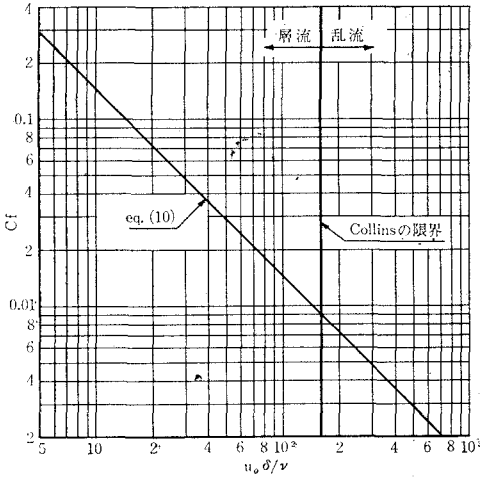
$$C_f = (\nu \omega)^{1/2} / u_0 = \sqrt{2} (u_0 \delta / \nu)^{-1} \quad (10)$$

が成り立つことになる。図-1は式(10)の関係を示すものであって、 C_f はReynolds数 $u_0 \delta / \nu$ に逆比例することがわかる。岩垣・土屋ら^{3), 4)}は波による底面の摩擦力を直接測定して、層流境界層にもとづく最大摩擦応力の理論値と比較した結果、底面に働く摩擦応力は、理論値と実験値とがよく合うことを確かめた。また彼らはEagleson⁵⁾にしたがって、底面の摩擦係数 $\bar{C}_f$ をつぎのように定義した。すなわち、

$$\bar{C}_f = 2 \bar{\tau}_0 / \rho \bar{U}^2 \quad (11)$$

* 正会員 京都大学助教授 防災研究所

図-1 C_f と $u_0\delta/\nu$ の関係 (層流境界層)



ここに、 τ_0 および $\bar{U}^2$ は、それぞれ式 (6) に示す τ_0 および式 (3) に示す U の自乗を $\tau_0=0$ となる位相 θ から $\theta+\pi$ まで時間的に平均したもので、結局

$$\bar{C}_f = 8\sqrt{2/\pi} R_{eT}^{-1/2} \dots \dots \dots (12)$$

と表われ、

$$R_{eT} = u_0^2 T / \nu = \pi (u_0 \delta / \nu)^2 \dots \dots \dots (13)$$

である。式 (9) に示す海底摩擦係数 C_f と岩垣・土屋らが定義した $\bar{C}_f$ との関係は式 (13) を式 (12) の右辺に代入して、

$$\bar{C}_f = 8\sqrt{2\pi} (u_0 \delta / \nu)^{-1} \dots \dots \dots (14)$$

をうる。したがって、式 (10) と式 (14) とを比較すると、

$$\bar{C}_f = 8\sqrt{\pi} C_f \dots \dots \dots (15)$$

となることがわかる。以上から、摩擦係数 C_f と $\bar{C}_f$ とは摩擦応力の最大値と平均値に対応するという違いはあるが、式 (15) から明らかなように、いずれも同義の係数であって、かつ、 $\bar{C}_f$ の実験値が、層流境界層にもとづく理論値と、よく合致することが明らかにされている。したがって、層流境界層に対しては式 (10) を適用してもなんら支障はないと考えられる。

以上、波による底面境界層については、層流の場合、数多くの人々によって研究され、かなり明確な結論をうるにいたっている。したがって、この結果を適用して、底質の初期移動を論ずることは有用な結果をうる事が期待できる。しかし乱流境界層については、現在のところ不明点が多く、その解明は今後に残された重要な課題の一つであるといえよう。また、底質の初期移動についても、層流境界層理論を適用するに際して、その適用限界を明確にしておく必要がある。境界層内の流れが層流から乱流へと遷移する限界については数多くの研究があり、とくに Collins⁹⁾ は底面が滑面の場合、波による境界層内の流れの状態に対して、乱れの発生が $u_0\delta/\nu$ の一定値と結びつくことを、質量輸送に関する Longuet-

Higgins⁷⁾ の理論を適用して確かめ、実験によって境界層内の流れが層流から乱流に遷移する限界の値を 図-1 に示すように、 $u_0\delta/\nu=160$ であるとした。また彼は Vincent⁸⁾ の実験結果をも整理し、この場合には 110 となることも確かめた。一方、岩垣・土屋ら³⁾ の実験は、 R_{eT} の値が 4×10^4 以下の範囲、すなわち $u_0\delta/\nu$ の値がほぼ 125 以下の範囲で行なわれ、層流境界層理論と一致することが示されている。以上の結果を総合すると、底面が滑面の場合、 $u_0\delta/\nu$ の一定値が遷移限界を与えることが期待され、その値がほぼ 160 以下であれば、式(10)の関係を適用してもよいことがわかる。

なお、底面が粗面の場合の遷移限界については Li,⁹⁾ Manohar¹⁰⁾ が振動板を用いて実験し、その結果から、遷移限界をつぎのように定めている。すなわち、

層 流	乱 流
$\delta_1/d > 30$	$Av\omega/\nu < 400$
$30 > \delta_1/d > 18.5$	$\omega Ad/\nu < 104$
$18.5 > \delta_1/d$	$\omega Ad^{0.2}/\nu < 1.78 \times 10^4$

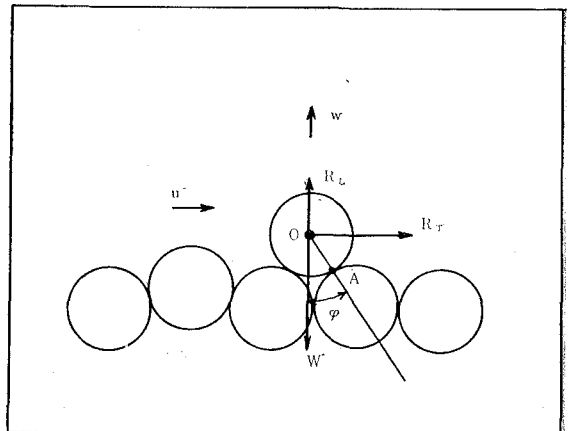
ここに、 $\delta_1 = 6.5\sqrt{\nu/\omega}$ 、 A : 振動板の振幅、 d : 底面の粗度である。しかし振動板による境界層の鉛直方向の速度勾配は進行波のそれと異なり、上の結果が進行波に対しても、なりたつかどうかは非常に疑わしい。その後 Vincent⁸⁾ は進行波の場合について実験を行ない、遷移限界におよぼす粗度の効果を実験的に検討した。これについては砂粒の初期移動に関する実験結果のところでもわしく述べたい。

3. 波による底質の初期移動に関する理論式

(1) 平衡条件

前報¹⁾ の取扱いと同様、図-2 に示す粗面上にある突出した一つの球状砂粒を考え、これが波動運動のもとで、動き始めるための条件を検討する。流れは二次元的とし、この砂粒に作用する力としては流れ方向および鉛直方向の流体力 R_T および R_L とこれに働く重力のみ

図-2 粒子に作用する力



を考慮する。いま問題としている砂粒の中心OとA点とを結ぶ直線が鉛直軸となす角を φ とし、 R_T の作用点はつねに砂粒の中心Oを通るものとすれば、力の平衡条件はA点のまわりのモーメントを考へて、

$$R_T = \{(\pi/6)(\sigma - \rho)gd^3 - R_L\} \tan \varphi \dots\dots\dots (16)$$

と表わされる。ここに σ および ρ はそれぞれ砂粒および水の密度であり、 g は重力の加速度である。さて、流れ方向および鉛直方向の流体力 R_T および R_L は波運動による抗力と加速度を考へた inertia force の和で表わされるから、

$$R_T = (\pi/8) \rho C_{Du} d^2 |u| + (\pi/6) \rho C_M d^3 (\partial u / \partial t) \dots\dots\dots (17)$$

$$R_L = (\pi/8) \rho C_{Dw} d^2 |w| + (\pi/6) \rho C_M d^3 (\partial w / \partial t) \dots\dots\dots (18)$$

となる。ここに、 d は問題としている砂粒の直径、 C_{Du} および C_{Dw} はそれぞれ流れ方向および鉛直方向の球の抵抗係数、 C_M は球の仮想質量係数であり、 u および w はそれぞれ砂粒が移動を開始する瞬間の x および z 方向の流速である。

(2) 層流境界層理論による底質の初期移動

図-1 から明らかなように、底面が滑面と考えられる場合、Collins⁶⁾ の結果を適用すれば、 $u_0 \delta / \nu \leq 160$ の範囲で層流境界層理論を用いて、底質の初期移動を検討することができる。速度勾配のある場合の流体抵抗の取扱いが明らかでないから、ここでは一応流速として $z=d$ における値を用いることにする。この場合、 $z=d$ における流速 u_d および w_d はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} u_d &= u_0 \zeta_1 \\ w_d &= (k \delta u_0 / \sqrt{2}) \zeta_3 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

となり、加速度は

$$\left. \begin{aligned} (\partial u / \partial t)_d &= u_0 \omega \zeta_2 \\ (\partial w / \partial t)_d &= (k \delta u_0 / \sqrt{2}) \zeta_4 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

となる。ここに、

$$\left. \begin{aligned} \zeta_1 &= \sin \theta - e^{-d/\delta} \sin \{\theta - (d/\delta)\} \\ \zeta_3 &= (\sqrt{2} d/\delta) \cos \theta + e^{-d/\delta} \cdot \sin \{\theta - (d/\delta) + (\pi/4)\} - \sin \{\theta + (\pi/4)\} \\ \zeta_2 &= \cos \theta - e^{-d/\delta} \cos \{\theta - (d/\delta)\} \\ \zeta_4 &= -(\sqrt{2} d/\delta) \sin \theta + e^{-d/\delta} \cdot \cos \{\theta - (d/\delta) + (\pi/4)\} - \cos \{\theta + (\pi/4)\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

である。これらの式を式(17)および(18)に代入し、式(7)に示す最大摩擦速度 u_0^* を導入して、力の平衡条件式を整理すると、

$$\left. \begin{aligned} u_0^{*2} / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \varphi &= 1/\phi \\ \phi &= \phi_1 + \phi_2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

となり、ここに、

$$\left. \begin{aligned} \phi_1 &= \frac{3\sqrt{2}}{8} \left(\frac{u_0 \delta}{\nu} \right) \{C_{Du} |\zeta_1| \zeta_1 + C_{Dw} (k\delta)^2 |\zeta_3| \zeta_3 \tan \varphi / 2\} \\ \phi_2 &= 1.19 C_M \left(\frac{u_0^* d}{\nu} \right) \left(\frac{u_0 \delta}{\nu} \right)^{-1/2} \{ \zeta_2 + k\delta \zeta_4 \tan \varphi / \sqrt{2} \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (23)$$

であって、 ϕ_1 および ϕ_2 はそれぞれ問題としている砂粒におよぼす抗力および inertia force の効果を示すものである。式(23)右辺のカッコ内第2項は第1項にくらべてきわめて小さく、鉛直方向の流体力を無視してもさしつかえない。また上式中、球の抵抗係数は定常流の場合、一般に Reynolds 数の関数であるが、波動運動のもとでの C_{Du} については、Morison および O'Brien¹¹⁾ らの実験的研究、石原・樫木ら¹²⁾ による研究があり、波動運動の場合の抵抗係数 C_{Du} の値が定常流のそれとことなるといわれている。しかしその理由はまだ説明されるにいたっていないし、十分な研究もなされていない。したがってここでは波動運動の場合の抵抗係数 C_{Du} も定常流のそれと同じであると仮定し、さらに仮想質量係数 C_M は物体の形にのみ関係する定数であって、球の場合その値は1.5として取り扱うことにする。このように考えると、 C_{Du} は Reynolds 数の関数であり、Reynolds 数は次式のように表わされる。すなわち、

$$\begin{aligned} R_e &= |u_d| d / \nu = (u_0 \delta / \nu) |\zeta_1| \\ &= (1/1.19) (u_0^* d / \nu) (u_0 \delta / \nu)^{1/2} |\zeta_1| \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

また、 ζ_1, ζ_2 に含まれる d/δ は

$$d/\delta = (1/1.19) (u_0^* d / \nu) (u_0 \delta / \nu)^{-1/2} \dots\dots\dots (25)$$

となるから、結局、 R_e したがって C_{Du}, ζ_1 および ζ_2 はすべて $\theta, u_0^* d / \nu$ および $u_0 \delta / \nu$ の関数となる。以上の結果から ϕ したがって $u_0^{*2} / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \varphi$ は

$$\phi = f_n \left(\frac{u_0^* d}{\nu}, \frac{u_0 \delta}{\nu}, \theta \right) \dots\dots\dots (26)$$

となる。図-3 は $u_0 \delta / \nu = 142, u_0^* d / \nu = 100$ の場合の ϕ と θ の関係を式(22), (23)にもとづいて計算した一例であって、 ϕ は θ によって周期的な変動をすることがわかる。問題としている砂粒の初期移動条件は ϕ の値が最大となるときに与えられ、この ϕ の最大値を用いて、式(22)の関係から $u_0^{*2} / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \varphi$ の値を求め、これと $u_0^* d / \nu$ との関係は $u_0 \delta / \nu$ をパラメータとして図示したのが図-4である。

なお従来の研究では、浅海波理論による底部流速 U が最大のとき、すなわち $\theta = \pi/2$ のとき砂粒が動き出すと仮定していたが、上の図から砂粒が動き出す瞬間、す

図-3 ϕ と θ との関係

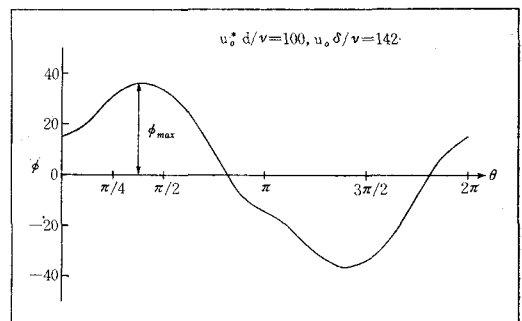
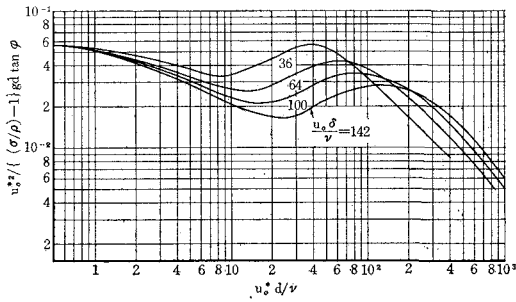


図-4 移動限界の無次元表示(層流境界層理論)

表-1 $\phi_{\max}$ と θ との関係 ($u_0 \delta / \nu = 100$)

$u_0^2 d / \nu$	θ (degree)	$\phi_{\max}$	ϕ_1	ϕ_2
0.5	45°	23.5	23.5	0
1.0	48°	25.7	25.7	0
2.0	52°	31.1	31.1	0
4.0	58°	39.7	39.7	0
6.0	60°	47.4	47.4	0
8.0	62°	53.2	53.2	0
10.0	64°	58.6	58.6	0
20.0	80°	62.9	62.9	0
30.0	85°	54.0	54.0	0
40.0	90°	46.6	46.6	0.04
60.0	90°	38.7	38.8	0.10
80.0	70°	30.1	25.2	4.9
100.0	60°	29.6	20.7	8.9
200.0	30°	37.4	6.5	30.9
400.0	0°	71.4	0	71.4

なわち、 ϕ の値が最大となるときの θ の値はほぼ $3\pi/8$ となり、従来の考え方とことなることがわかる。表-1 は $u_0 \delta / \nu = 100$ の場合の $\phi_{\max}$ 、それを与える θ および $\phi_{\max}$ を占める ϕ_1 と ϕ_2 の値を種々の $u_0^2 d / \nu$ の値に対して示したもので、この表から、 $\phi_{\max}$ を与える θ の値は $u_0^2 d / \nu$ および $u_0 \delta / \nu$ の値によって変化することがわかる。とくに $u_0^2 d / \nu$ の値が小さくなると $\theta = \pi/4$ となり、底部せん断力の最大値を与える θ に等しくなる。反対に $u_0^2 d / \nu$ の値が大きくなると、ほぼ $\theta = 0$ になる傾向がみえる。また $u_0^2 d / \nu$ の値が小さくほぼ 40 以下では、 ϕ_2 は 0 で初期移動におよぼす加速度項の効果はほとんどなく、逆に $u_0^2 d / \nu$ の値が 400 以上になると $\phi_1 = 0$ となって、速度項の影響はみられなくなる。 $u_0^2 d / \nu$ の値が大きくなると速度項にくらべて加速度項の効果がいちじるしいことは図-4 に示す $u_0 \delta / \nu$ の値すべてにいえることであるが、図-4 から明らかなように、 $u_0^2 d / \nu$ の値が 80~200 以上になると、 $u_0^2 / \{(\sigma/\rho) - 1\} g d \tan \phi \propto (u_0^2 d / \nu)^{-1}$ となり、 u_0^2 がある値以上になると、どんな粒径の砂粒でも動き出すという結果となる。しかし実際にこうした現象が生じるとは考えられず、図-4 に示す曲線には、最高波を考えた場合、自らその適用範囲があると想像される。この点については後の実験結果で説明するつもりである。

4. 初期移動に関する実験結果とその考察

前節において述べた波による砂粒の初期移動限界に関する理論的考察にもとづいて、前報¹⁾での実験結果を再整理し、実際の現象と比較検討しながら、砂粒の初期移動限界について考察を加えよう。

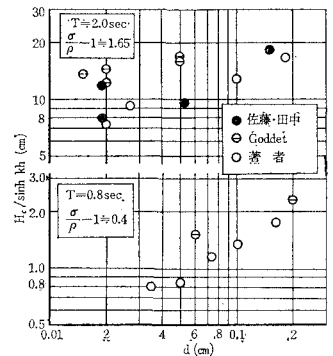
著者の実験は波の周期および水深を一定にして、波高 H を徐々に増大させていき、底面に敷並べたほぼ均一な粒径の砂が数個移動を開始する瞬間の波高 H_c を記録し、粒径 d と限界波高 H_c とを対応させる方法をとった。こうして得られた移動限界時の波高と粒径との関係を佐藤・田中¹³⁾ および Goddet¹⁴⁾ の進行波による実験結果とともに示したのが図-5 である。なお図中の縦軸は佐藤・田中および Goddet の実験結果

との比較のために、 H_c を用いず $\frac{H_c}{\sinh kh}$ を用いて整理した。佐藤・田中および Goddet の実験は表層の砂粒のほとんどが移動を開始する集团的移動限界を与えたとされているが、この図からも明らかに、それぞれ

の移動限界を明確に定めることが困難なようである。また水中比重がほぼ 1.65 の砂粒の場合、 $H_c / \sinh kh$ の値は Goddet の結果がもっとも大きく、佐藤らと著者の結果とではそれほど大きな差異は認められない。さらに水中比重がほぼ 0.4 のプラスチック粒についても、佐藤らの実験結果はないが、ほぼ同じ傾向がみえる。一般に集团的移動限界に対する $H_c / \sinh kh$ は初期移動限界に対するそれより当然大きくなると考えるのが妥当であるが、佐藤らを取り扱った集团的移動と著者の初期移動に対する実験結果とでは、それほど差異は認められない。一方、佐藤らと Goddet はともに同じ集团移動限界を取り扱っているにもかかわらず、実験結果にはかなりの相違が認められる。こうした相違は移動限界を実験によって客観的に判定することがきわめて困難であることを示していると思われる。こうした観点から真嶋・池内・重村ら¹⁵⁾の研究は興味深く、移動限界に対する客観的な判定規準を与えようとするものであるが、こうした実験結果のばらつきが、判定規準の相違によるものかあるいは実験における波や底質の不均一性によるものか、明確でないように思われる。

波による砂粒の移動限界に対する実験結果、すなわち移動限界時の波の特性値から、式(5)にもとづいて u_0

図-5 移動限界における波高と粒径との関係



を, また, $u_{oc}^{*2} = \sqrt{2\pi\nu/T} \cdot \pi H/T \sinh kh$ から u_{oc}^* をそれぞれ算定し, $u_{oc}^{*2}/\{(\sigma/\rho)-1\}gd \tan \varphi$, u_{oc}^*d/ν および $u_0\delta/\nu$ の値を計算する。以上のようにして得られた実験結果を $u_0\delta/\nu$ の種々の値に対して理論曲線と比較したのが 図-6(a), (b), (c) および (d) である。図中の理論曲線は岩垣博士の提案したしゃへい係数 ε を導入して式 (22) を

$$\frac{u_0^{*2}}{\{(\sigma/\rho)-1\}gd \tan \varphi} = \frac{1}{\varepsilon\phi_1 + \phi_2} \dots\dots\dots (27)$$

と表わし, $\varepsilon=0.4$ としたものである。ここでしゃへい係数 ε の意味は問題としている砂粒の一部が, その近辺の砂粒によって流れからしゃへいされ, その結果砂粒に作用する流体力が減少するための効果を表わしている。したがって, 波動運動のもとの水理学的機構を考えると, 速度項を示す ϕ_1 は流体抵抗を受ける面積が減少し, その効果を, しゃへい係数として取り扱かわねばならないが, 加速度項を示す ϕ_2 は波動運動が本来有する圧力変動によって, 砂粒におよぼす流体力を表わしているから近辺の砂粒がそれに影響を与えると考えるのは妥当でない。以上の理由から, ε に関して前報とは異なった取り扱いを試みた。

しかし, これらの図から明らかなように, なお理論曲線と実験値との間には相違がみられ, 満足すべき結果をうるにいたっていない。そこで, これらの図から移動限界に関する理論曲線と実験結果とを詳細に比較検討するとつぎのことがいえる。

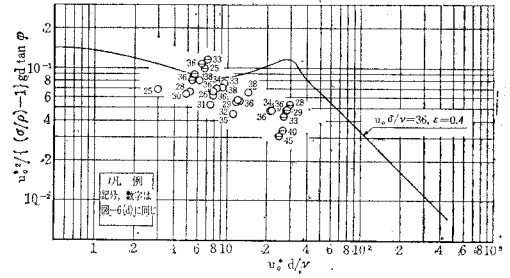
① $u_0\delta/\nu=36, 64, 100$ および 142 のすべての場合に対して, 実験結果はかなりばらつき, $u_0\delta/\nu$ の効果は明確でない。その原因は実験誤差はもちろんのこと, 前述したように, 移動限界の判別に問題があると考えられ, 実験手段の改善によってより精度の高い実験値をうることが期待される。

② $u_0\delta/\nu$ の値がいずれの場合であっても, u_{oc}^*d/ν の値が 10 以下になると, 理論曲線と実験値とはその傾向が一致する。一方, $u_{oc}^*d/\nu > 10$ の場合, 実験値の方が小さくなる傾向がみえる。しかし $u_0\delta/\nu$ の値が 36, 64 および 100 の場合には, 実験値のばらつきが理論曲線の変化の範囲より大きく, その傾向は明瞭でない。

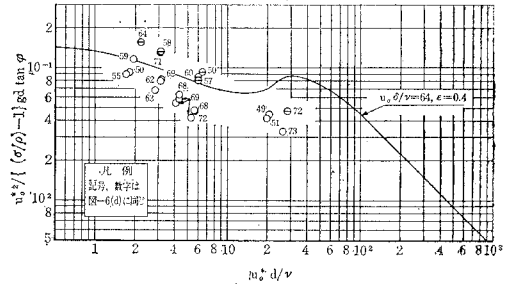
③ $u_{oc}^*d/\nu > 110$ の場合の実験は行なわれていないので理論曲線との比較はできなかった。これは底質粒径が大きくなり, 大型の実験水槽があるいは実測によらなければ移動限界を求めえないためである。

以上から, 移動限界に関する問題点をいまずこし検討しよう。② に述べた u_{oc}^*d/ν の値が大きい場合の実験値と理論値との相違は種々考えられるが, その原因の一つは砂粒頂部における流速を用いたことである。粒径が大きくなると, 砂粒頂部の速度勾配は負になることもあり, その結果, 砂粒に作用する流体力を過小に見積った

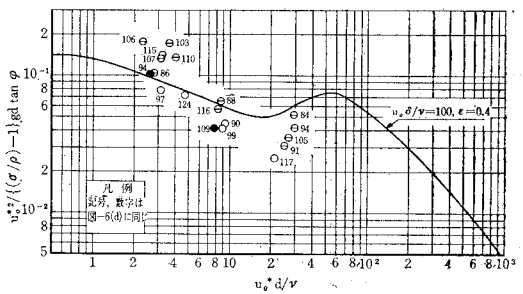
図-6 (a) 移動限界の無次元表示・理論との比較



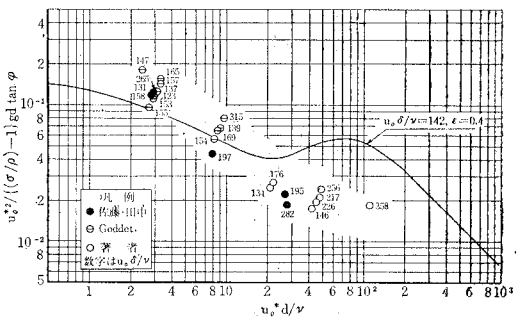
(b)



(c)



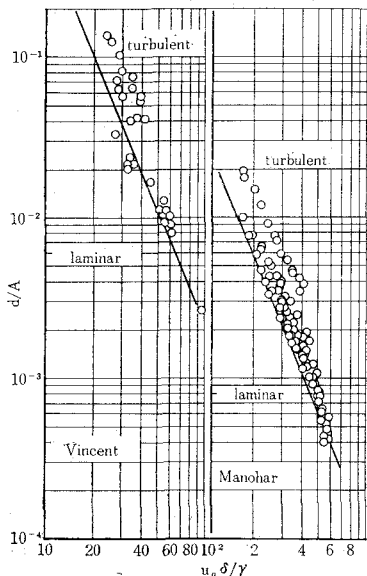
(d)



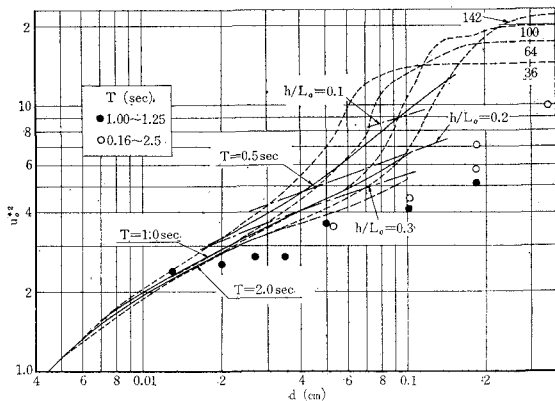
ことになる場合が生じることである。その第二は, 抵抗係数 C_{Du} を定常流のそれとまったく同じと仮定したことであるが, これについては明確な結論をうるにいたっていない。最後に, 理論的考察において層流境界層を仮定したが, 実験では乱流境界層になっていると考えられる場合である。とくに, 図-6 (d) において $u_{oc}^*d/\nu > 20$ の範囲の実験結果では, 2点を除いて, $u_0\delta/\nu$ の値が 176~358 と大きく境界層内の流れが乱流になっている

と予想される場合である。この場合には乱流境界層に対する理論的考察が必要なことはもちろんであるが、実験値の処理にあたっては、 u_{0c}^{*2} を $\sqrt{2\pi T \cdot \pi H / T \sinh kh}$ から求めた点に問題がある。すなわちこれは層流境界層に対して成り立つ関係であって、乱流境界層に対しても成り立つかどうか不明である。たとえば乱流境界層に対して式(9)における C_f が一定であると仮定すると、 u_{0c}^{*2} は H_c^2 に比例することになり、実験値に対する u_{0c}^{*2} を過小に見積ったことになる。これは u_0^{*2} を波の特性値である波高、周期から求めたことに原因があり、乱流境界層におけるせん断力を直接測定して検証することが必要であると考えられる。また $u_0 \delta / \nu$ の値が160以下である二つの実験値に対しても、境界層内の流れが層流であると断定できない要素がある。というのは、層流から乱流への遷移限界に底面粗度の効果が入るためである。図-7は進行波による Vincent⁸⁾ および振動板による Manohar¹⁰⁾ の遷移限界に対する実験結果を著者が再整理したもので、Vincent と Manohar の結果は遷移 Reynolds 数 $u_0 \delta / \nu$ の値がことになっているが、 d/A に対してはその傾向がよく一致している。ここに A は $H / \sinh kh$ であって、 d/A は相対粗度を示すと考えられる。この図から明らかなように、粗度が大きくなると遷移 Reynolds 数 $u_0 \delta / \nu$ の値が小さくなるのがみられる。とくに、上述の実験値は $u_0 \delta / \nu = 134, 146$ でありかつ d/A の order が 10^{-2} であることから、境界層内の流れが乱れていると考えるのが妥当であろう。ただ、こうした乱流境界層の取り扱いには現在のところ明確でなく、これから移動限界を推定することが困難であって、今後、とくに研究を要する重要な課題の一つであるといえよう。

図-7 遷移限界に対する実験結果



③は理論曲線の適用限界と関連して述べる必要があろう。図-8は式(27)から $(\sigma/\rho) - 1 = 1.65$, $\tan \varphi = 1.0$ および $\nu = 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$ として求めた u_0^{*2} (cm^2/s^2) と d (cm) との関係周期 T (sec) をパラメーターとして示したものである。図中の破線はそれぞれ各 $u_0 \delta / \nu$ の値に対応する理論曲線であり、一点鎖線は、 h/L_0 の値それぞれに対して、最大波の条件を $H/L = 0.12$ として求めた起こりうる最大の u_0^{*2} の値を示している。したがって与えられた h/L_0 の値に対してそれ以上の u_0^{*2} は存在しないことがわかる。また実験値は、粒径、周期とも最大と考えられるものを選んで図示した。この図からわかるように、ここで求めた理論曲線の範囲は、実際海岸での周期にくらべて小さく、実際海岸での移動限界を示しているとはいえない。さらに周期の大きい波に対しては乱流領域になることが推定され、今後この点についても検討することが必要であることを図-8は示唆している。

図-8 u_0^{*2} と d との関係

5. 結 語

以上、底質の移動限界について種々考察してきたが、その結果を要約し、今後の問題点を指摘するとつぎのようである。

(1) 移動限界に関しては限界掃流力の無次元表示 $u_{0c}^{*2} / \{(\sigma/\rho) - 1\} \cdot g d \tan \varphi$ を $u_0^* d / \nu$ および $u_0 \delta / \nu$ の関数として表示すればよいことがわかった。ただし、層流および乱流境界層における摩擦速度 u_0^* をいかに表現するかが非常に重要な問題であって、とくに乱流境界層における u_0^* を波高、周期、水深などの関数として表現するためにはさらに境界層内の流れの機構を解明することが必要である。

(2) 上で求めた移動限界から、移動限界水深を算定することはできるが、実際海岸に適用できるかどうかは疑問であり、とくに周期の長い波に対する考察が欠けているのが問題である。

(3) 移動限界におよぼす粗度の効果を明確に把握することができなかった。

このように、なお解決をせまられる種々の問題が残っている。

最後にこの研究を行なうにあたり終始ご指導を賜った京都大学防災研究所教授 岩垣雄一博士に深謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 野田英明・井保武寿：波による海底砂の移動限界と砂れんの発生，第11回海岸工学講演会講演集，1964，pp. 153~158.
- 2) Longuet-Higgins, M.S. : The Mechanics of the Boundary-Layer Near the Bottom in a Progressive Wave, Coastal Eng., 1958, pp. 184~193.
- 3) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行：海底摩擦による波高減衰に関する基礎的研究(2) 一底面摩擦応力の測定について一，第11回海岸工学講演会講演集，1964，pp. 62~68.
- 4) 岩垣雄一・土屋義人・陳 活雄：海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(3) 一層流境界層方程式の非線型項の影響について一，第12回海岸工学講演会講演集，1965，pp. 41~49.
- 5) Eagleson, P.S. : Laminar Damping of Oscillatory Waves, Proc. ASCE, Vol. 88, No. HY 3, 1962, pp. 155~181.
- 6) Collins, J.I. : Inception of Turbulence at the Bed under Periodic Gravity Waves, J.G.R., Vol. 68, 1963, pp. 6007~6014,
- 7) Longuet-Higgins, M.S. : Mass Transport in Water Waves, Phil.Mag. Royal Soc. of London, Vol. 254, 1953, pp. 535~581.
- 8) Vincent, G.E. : Contribution to the Study of Sediment Transport on a Horizontal Bed due to Wave Action, Coastal Eng., 1958, pp. 326~354.
- 9) Li, H. : Stability of Oscillatory Laminar Flow near an Oscillating Wall, B.E.B., Tech. Memo., No. 97, 1957.
- 10) Manohar, M. : Mechanics of Bottom Sediment Movement due to Wave Action, B.E.B. Tech. Memo. No. 47, 1954.
- 11) Morison, J.R. and M.P. O'Brien : The Forces Exerted by Waves on Objects, Trans. A.G.U., Vol. 33, No. 7, 1952, pp. 32~38.
- 12) 石原藤次郎・榎木 享：漂砂の移動限界流速，限界水深および移動量について，第7回海岸工学講演会講演集，1960，pp. 47~57.
- 13) 佐藤昭二・田中則男：水平床における波による砂移動について，第9回海岸工学講演会講演集，1962，pp. 95~100.
- 14) Goddet, J. : Étude du Début d'Entrainement Matériaux Mobiles sous l'Action de la Houle, La Houille Blanche, No. 2, 1960, pp. 122~135.
- 15) 真嶋恭雄・池内正幸・重村利幸：波による底砂揺動発生の相対度数について，第21回年次学術講演会講演概要，1966，pp. 84-1~2.