

波による海底砂の移動限界と砂れんの発生

野田 英明*・井保 武寿**

1. 緒 言

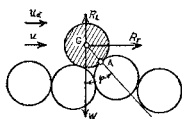
著者らは、波による底質の移動特性の一つである移動限界に着目し、海浜における複雑な底質移動機構の解明を試みた。底質の移動限界点は海浜の変形過程の基点とも考えられるが、実際海浜においては、このような点は碎波点よりかなり沖側の比較的水深の大きいところにあると考えられる。底質の移動限界に関する従来の研究はかなりの人々によって行なわれ、Manohar¹⁾の振動板を用いた実験的研究、石原・樫木²⁾の理論的研究、Goddet³⁾および佐藤・田中⁴⁾らの進行波による実験的研究などが注目される。なかでも石原・樫木はたくな理論的展開によって、底質の移動限界が掃流力の無次元表示とレイノルズ数 $u_* d / \nu$ との関係によって表わされることを明らかにした。これらの人々によって、海底のごく近くにおける、境界層内の流れが底質の移動に大きく影響すること、また Houn Li⁵⁾、Manohar¹⁾、Kalkanis⁶⁾、Vincent⁷⁾ らは、境界層内の流れが、流体の粘性、流速および底質の大きさによって層流あるいは乱流になることを明らかにしている。したがって、境界層内の流れが層流であるか乱流であるかによって、その流速分布も異なり、底質の受ける力も当然異なってくる。しかし、乱流境界層に関してはいまだ十分に解明されていないため、著者らは境界層内の流れが層流であるとして、波による底質の移動限界に関する理論的考察を行ない、実験によってその結果を検討し、さらに移動限界と砂れんの発生限界との関連についても実験し若干の興味ある結果を得たので、ここに報告する。

2. 波による底質の初期移動

いま図-1に示すように、同一粒径 d からなる粗面上に突出した一つの球状砂粒(粒径 d)を考え、この砂粒が波の作用によって、まさに動き出そうとする瞬間を考える。この状態での力の平衡条件は

$$R_T = \left\{ (\sigma - \rho) g d^3 \frac{\pi}{6} - R_L \right\} \tan \varphi \cdots \cdots (1)$$

図-1 球粒子に作用する力



となる。ここに σ および ρ はそれぞれ砂および水の密度、 g は重力の加速度、 φ は水中における砂の静止摩擦角を表わし、 R_T は波運動の加速度を考慮した、砂粒に作用する水平力であり、 R_L は同じく鉛直力で、それぞれ

$$R_T = \rho \frac{\pi}{8} C_{Du} d^2 u_d^2 + \rho \frac{\pi}{6} C_M d^3 \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_d \cdots (2)$$

$$R_L = \rho \frac{\pi}{8} C_{Du'} d^2 w_d^2 + \rho \frac{\pi}{6} C_M d^3 \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)_d \cdots (3)$$

と表わされる。ここに C_{Du} および $C_{Du'}$ はそれぞれ波運動における球の水平方向および鉛直方向の抵抗係数であり、 C_M は球の仮想質量係数である。また u_d 、 $(\partial u / \partial t)_d$ および w_d 、 $(\partial w / \partial t)_d$ はそれぞれ砂粒が動き出す瞬間の砂粒頂部における水平および鉛直方向の水粒子の速度と加速度である。つぎに、水底に x 軸、鉛直上方に z 軸をとり、海底のごく近くでの流れが層流であるとして、Longuet-Higgins⁸⁾ が導いた浅海における進行波の層流境界層内の水平方向の流速 u は

$$u = u_0 \{ \cos(kx - \omega t) - e^{-\beta z} \cos(kx - \omega t + \beta z) \} \cdots (4)$$

となる。ここに、

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= \frac{\pi H}{T} \left/ \sinh \frac{2\pi h}{L}, \quad \omega = \frac{2\pi}{T} \right\} \cdots \cdots (4)' \\ k &= \frac{2\pi}{L}, \quad \beta = \left(\frac{\omega}{2\nu} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\}$$

である。一方、Hough⁹⁾ は kz がきわめて小さい場合、鉛直速度 w が

$$w = u_0 \left[kz \sin(kx - \omega t) - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{k}{\beta} \{ \sin(kx - \omega t + \pi/4) - e^{-\beta z} \cos(kx - \omega t - \pi/4) \} \right] \cdots \cdots (5)$$

で与えられることを示した。いま式(4)および(5)において砂粒の直径 d は波長 L にくらべて小さいことを考えると、 kx を適当に選んで、一点で考えることにすれば、砂粒頂部 $z=d$ における水平方向の流速および加速度は、それぞれ、

$$\left. \begin{aligned} u_d &= u_0 \{ \sin \omega t - e^{-\beta d} \sin(\omega t - \beta d) \} \\ \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_d &= u_0 \omega \{ \cos \omega t - e^{-\beta d} \cos(\omega t - \beta d) \} \end{aligned} \right\} \cdots (6)$$

となる。また式(5)において $z=d$ とすると、 w_d は $O(u_0 k / \beta)$ で、 u_d にくらべて小さく、結局式(3)あるいは(4)における R_L は無視できる。

一方、水底におけるせん断応力 τ_0 は μ を水の粘性係

* 正会員 京都大学工業教員養成所

** 正会員 鹿島建設KK

数とすると, $\tau_0 = \mu(\partial u/\partial z)_{z=0}$ で与えられるから, 結局底部の摩擦速度 u_* は

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

となる。ここに,

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

式 (6) を式 (1) および (2) に代入し, 式 (7) および (8) の u_* を考慮して式 (1) を変形すると,

$$\frac{u_0^{*2}}{(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi} = \frac{1}{\phi} \quad \dots\dots\dots (9)$$

となる。ここに,

$$\phi = \frac{3}{8} C_{Du}(\beta d)^{-2} F_1^2 \left(\frac{u_0^* d}{\nu} \right)^2 + \sqrt{2} C_M(\beta d) F_2 \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\left. \begin{aligned} F_1 &= \sin \omega t - e^{-\beta d} \sin(\omega t - \beta d) \\ F_2 &= \cos \omega t - e^{-\beta d} \cos(\omega t - \beta d) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

である。ここで, 式 (10) の抵抗係数 C_{Du} および仮想質量係数 C_M について若干吟味しよう。一般に, 波動中における球の抵抗係数 C_{Du} は定常流の抵抗係数とやや異なることが, 石原・樫木²⁾によって指摘されているが, いまだ明確な結論を得るに

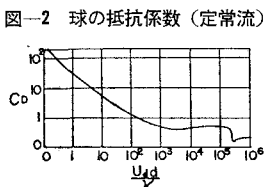


図-2 球の抵抗係数 (定常流)

いて, 著者らは図-2に示す定常流の抵抗係数がそのまま利用できるものと考え, レイノルズ数として,

$$Re = \frac{u_0 d}{\nu} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{u_0^* d}{\nu} \right)^2 \frac{F_1}{\beta d} \quad \dots\dots\dots (12)$$

を用いることにした。また仮想質量係数は従来の研究により物体の形にのみ関係する定数と考え, 1.5 という値をとることにした。さらに式 (8) から

$$\beta d = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{u_0^* d}{\nu} \right) \left(\frac{u_0^*}{u_0} \right) \quad \dots\dots\dots (13)$$

の関係を用いると, 式 (10) および (12) はそれぞれ,

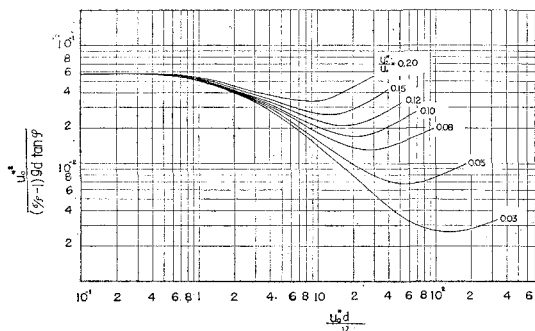
$$\phi = \frac{3}{4} C_{Du} \left(\frac{u_0^*}{u_0} \right)^{-2} F_1^2 + C_M \left(\frac{u_0^* d}{\nu} \right) \left(\frac{u_0^*}{u_0} \right) F_2 \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$Re = \left(\frac{u_0^* d}{\nu} \right) \cdot \left(\frac{u_0^*}{u_0} \right)^{-1} F_1 \quad \dots\dots\dots (15)$$

となる。さて, 著者らは, 式 (9) および (10) において, $\omega t = \alpha$ のときに, ϕ の値が最大になったとすれば, このとき砂面上に突出した一砂粒が動き始めるものと考えた。この ϕ の最大値を ϕ_α とすると, 式 (11) の F_1 および F_2 は βd のみの関数となり, 結局 $u_0^* d/\nu$ および u_0^*/u_0 の関数となる。したがって, ϕ_α は $u_0^* d/\nu$ および u_0^*/u_0 の関数となり, 波による砂粒の移動限界は, $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi$, $u_0^* d/\nu$ および u_0^*/u_0 なる 3 つの無次元量の関係で表わすことができる。

以上の関係を用いて, 波による底質の移動限界を算出する場合, まず最初, $u_0^* d/\nu$ および u_0^*/u_0 に適当な数

図-3 移動限界の無次元表示 (理論)



値を与え, ωt の種々の値 (一般に $0 \sim \pi/2$) に対する Re の値を式 (15) から計算し, この Re 数に対応する C_{Du} の値を図-2 から求める。つぎにこの C_{Du} の値を式 (14) に代入し, ωt の種々の値に対する ϕ の値を算出し, そのなかから ϕ_α および α を決定する。最後にこの ϕ_α の値と式 (9) との関係から, $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi$ の値を求める。上の方法で, $u_0^* d/\nu$ および u_0^*/u_0 の種々の値に対して計算した結果が図-3 である。この図は, $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi$ を縦軸に, $u_0^* d/\nu$ を横軸に, u_0^*/u_0 をパラメーターとして示したもので, $u_0^* d/\nu$ の値が小さい場合には u_0^*/u_0 の効果はほとんどみられず, $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi$ の値はほぼ一定である。しかし $u_0^* d/\nu$ の値が大きくなるにつれて, u_0^*/u_0 の効果がいちじるしくなることがわかる。また計算の結果によると, $u_0^* d/\nu$ の値が小さいところでは, u_0^*/u_0 の値にほとんど関係なく α の値はほぼ $\pi/4$ に等しく, 反対に $u_0^* d/\nu$ および u_0^*/u_0 の値が大きくなるにしたがって, α の値も大きくなる。 ϕ_α における加速度項の占める割合は著者らの計算した範囲ではきわめて小さく, 移動開始時において, 加速度による力は抗力にくらべて小さい。以上, 砂の移動限界について, 理論的に考察してきたが, 結局波による底質の限界掃流力の無次元表示 $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi$ は $u_0^* d/\nu$ および u_0^*/u_0 の関数となることがわかる。

3. 底質の移動限界の実験と結果

実験は京大防災研究所宇治川水理実験所にある 2 種の水槽を用いて行なった。その一つは長さ 70 m, 幅 50 cm および深さ 70 cm の鉄製小水槽で, 一端には, 周期を 0.5~3.5 sec まで連続的に, 波高は腕の長さにより変えられるプランジャー式造波機を, 他端には 1/10 勾配の消波板が設置され, さらに水槽中央に観測窓が設けられている。他の一つは, 長さ 70 m, 幅 1.0 m および深さ 1.5 m のコンクリート製大水槽で, 一端には周期を 0.8~3.2 sec まで無段変速機で変えられるフラッター式造波機を設け, 他端には 1/10 の勾配で砂を敷き消波した。実験に用いた底質は網野海岸の砂と木津川のほぼ均一な

表-1 実験に用いた底質の特性

	$d(\text{mm})$	d_m	σ/ρ	$\tan \varphi$	$d(\text{mm})$	d_m	σ/ρ	$\tan \varphi$
小水槽	0.15-0.11	0.130	2.61	1.000	0.40-0.30	0.350	1.37	0.933
	0.25-0.15	0.200	2.61	1.000	0.60-0.40	0.500	1.37	0.857
	0.30-0.25	0.275	2.65	1.000	0.85-0.60	0.725	1.37	0.787
	0.40-0.30	0.350	2.65	1.000	1.20-0.85	1.025	1.37	0.737
	0.60-0.40	0.500	2.64	1.000	2.50-1.20	1.850	1.37	0.698
大水槽	1.20-0.85	1.025	2.64	1.000	2.50-1.20	1.850	2.64	1.000

粒径の砂および豊浦標準砂，ならびに塩化ビニール粒で，その特性は表-1に示すとおりである。

さて，小水槽における実験は，観測窓が設けられている約3mの水平部分を，図-4に示すように高さ15cm

の透明なプラスチック板で8区分に分け，両端の部分を除いた6区分に粒径の異なる底質を約3cmの厚さに敷き，水深20~30cmとして，一定周期のもとで，波高を徐々に増大させ，底質の表面で比較的突出した砂粒がいくつか動き出したときの波高を，近くにとりつけた電気抵抗式波高計で記録した。さらに，粒径の大きい砂については，大水槽の中央水平部分に仕切り板を設け2種の粒径の砂を約4cmの厚さに敷き，水深は50cmとし，周期を一定にして波高を徐々に増大させ砂の移動限界を観測し，波高は側面ガラスを通してスケールによって直接読みとった。

ここで問題となるのは，底質の移動限界の観測にあたって，その基準を明確にしておく必要がある。著者らは，各粒径の底質について，水路の長さ方向20cmあたり数個の砂粒が動き始める状態を移動限界とし，2~3人の観測と粒径の異なる底質の運動状態とを比較しながら移動限界を判別した。

つぎに，実験結果について検討し，理論との比較を試みる。実験において，水底近くの流速およびせん断応力

図-4 移動限界実験水路の断面

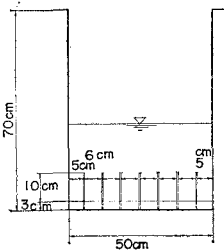
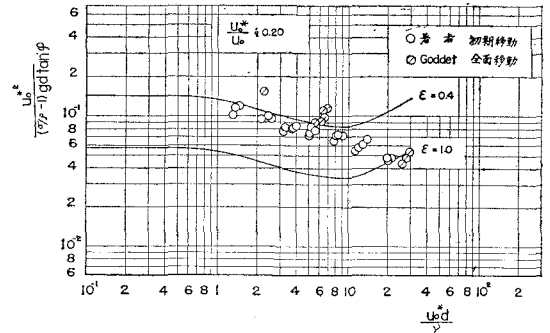


図-6 実験結果と理論曲線との比較 (2)



を実際に測定することは簡単ではないので，ここでは砂の移動限界時に測定された波高，周期 および 水深を用い，式(4)および(8)によって計算した値を底部最大流速 u_0 および最大摩擦速度 u_0^* として実験結果を整理した。前述のように理論的考察の結果では，波による限界掃流力の無次元表示 $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi$ は u_0^*d/ν および u_0^*/u_0 の関数であり， u_0^*d/ν の値が大きくなると u_0^*/u_0 の効果がいちじるしくなることがわかったので， $u_0^*/u_0 \approx 0.10$ と $u_0^*/u_0 \approx 0.20$ の場合について，それぞれ図-5および6に，縦軸として $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1) \times gd \tan \varphi$ を，横軸に u_0^*d/ν をとって，著者らの実験結果ならびに Manohar¹⁾，Goddet²⁾ および佐藤・田中⁴⁾らの実験結果をもプロットした。なお Manohar の実験¹⁾は進行波によるものでなく，水底の振動板を用いたものであり，図中の $\varepsilon=1.0$ の実線は式(9)および(10)にもとづいて計算した初期移動限界であるが，これらの式は砂面上にある一つの砂粒に対するもので，実際には表面に露出している他の砂粒によって遮へいされている。したがって，岩垣¹⁰⁾が提案した遮へい係数 ε の値0.4を用いて遮へいの効果を補正したものが $\varepsilon=0.4$ の実線である。これらの図から，

① 実験結果のばらつきがはなはだしく，移動限界の判別に各観測者の主観が入る可能性があり，その判別がきわめて困難なことを示している。

② 実験結果は全体として $\varepsilon=0.4$ の理論曲線よりやや小さい値を示している。また全面移動限界は初期移動限界よりやや大きい傾向がみられるが，これは全面移動が，初期移動の始まる流速よりも大きい流速になって起こることを考えると当然であるといえよう。

③ 図-5では $u_0^*d/\nu < 10$ ，図-6においては $u_0^*d/\nu < 8$ の場合に，実験結果と理論曲線とは傾向がよく一致している。それより u_0^*d/ν の値が大きくなると，実験値のほうがかなり小さくなる。

図-7は u_0^*/u_0 の効果をみるために， $u_0^*/u_0=0.1$ および0.2の場合について，著者らの実験結果を同一図面上にプロットしたものである。 u_0^*d/ν の値が大きくなると実験値が理論値よりかなり小さくなることは前述した

図-5 実験結果と理論曲線との比較 (1)

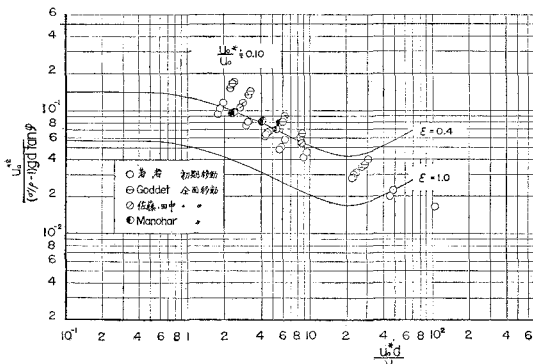
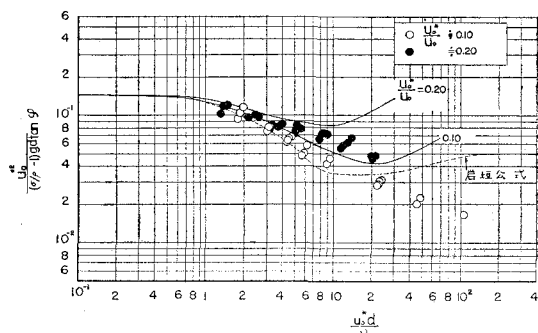


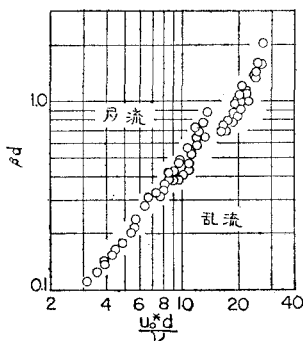
図-7 移動限界におよぼす u_0^*/u_0 の効果

とおりであるが、 u_0^*/u_0 の効果は顕著に現われている。

以上の実験結果から、波による底質の移動限界に関して、つぎのような問題点を指摘することができよう。すなわち、実験値のばらつきは移動限界の判別における客観性にかなり疑問があることを示しているが、現状においては著者らが用いた実験方法はかなりよい結果を与えられられる。 $\varepsilon=0.4$ の理論曲線より実験結果のほうが小さい値を示す原因はいろいろ考えられるが、その一つとして、抵抗係数 C_{Du} を定常流の抵抗係数とまったく同じと考えたことである。石原・樫木²⁾によって指摘されたように C_{Du} は定常流の抵抗係数より若干大きいとしたほうが、実験結果と理論曲線とがよく一致する。しかし、波動中の球の抵抗係数については、球に作用する力およびその近くの流速測定が困難であるため、定量的に的確な値を算出するにはいたっていない。また岩垣¹⁰⁾の提案による遮へい係数 $\varepsilon=0.4$ をそのまま適用したが、波による砂粒の移動開始時における砂粒の状態が一方向流れのそれと同じであるかどうかにも疑問がある。これらの点については、今後さらに詳細な研究が必要であろう。

最後に、 u_0^*d/ν の値が大きくなると、実験結果は理論曲線よりかなり小さくなる。著者らの実験範囲すなわち $15 < u_0^*d/\nu < 100$ では上にのべた原因のみではその相違を十分説明しえない。これは理論的考察において、層流境界層を仮定したが、 u_0^*d/ν の値が大きくなると境界層内の流れが層流から乱流に移移するためであると考えられる。しかし、その遷移の限界を進行波の実験から求めることはきわめて困難である。そこで Manohar¹⁾ は水底の振動板に砂を敷き、この振動板を水平に単振動させることによって、水底近くの流れの状態を観測し、層流から乱流への遷移点

図-8 層流から乱流への遷移



を求めた。図-8 は Manohar¹⁾ の実験結果にもとづいて、 u_0^*d/ν と βd との関係で整理し、遷移の限界を示したものである。この図から、 βd の値が一定の場合、 u_0^*d/ν の値がある値以上になると境界層内が乱流になることがわかる。進行波の場合、これと同じ結果が得られるかどうかには疑問があるが、この図と式 (13) の関係から Manohar の実験は $u_0^*/u_0=0.05\sim 0.07$ に対応し、 $u_0^*/u_0=0.07$ の場合 u_0^*d/ν の値がだいたい 19 以上になると乱流になる。著者らの $u_0^*/u_0=0.10$ の実験では $u_0^*d/\nu > 20$ になると理論値とのへだたりが大きくなる。この事実は Manohar の実験結果を参照するとき、きわめて興味深いものである。以上、いまだ十分に解明されえない点もあるが、波による底質の移動限界が、掃流力の無次元表示 $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \phi$ を用い、しかもこれが u_0^*d/ν および u_0^*/u_0 の関数として表わしうることは注目にあたいする。

4. 移動限界水深

前述の移動限界の理論を用いて、ある水深より深い沖側の部分では砂の移動が起こらず、これより浅い水深では底質の移動が起こる可能性のある水深、すなわち移動限界水深を求めることができる。移動限界水深 h_c を求めるために、 u_0^*d/ν 、 $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \phi$ および u_0^*/u_0 を式 (4)' および (8) の関係を用いて、つぎのように変形する。

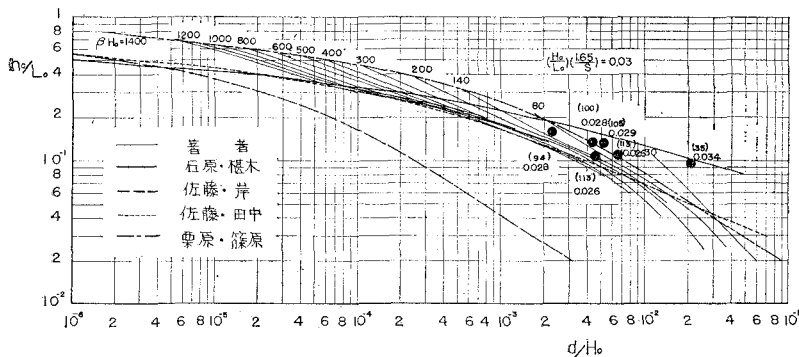
$$\begin{aligned} \frac{u_0^*d}{\nu} &= 1.20(\beta H_0)^{3/2} \left(\frac{d}{H_0} \right) f \left(\frac{h_c}{L_0} \right) \\ \frac{u_0^{*2}}{(\sigma/\rho-1)gd \tan \phi} &= 2.22 \left(\frac{d}{H_0} \right)^{-1} (\beta H_0)^{-1} \\ &\quad \cdot \left(\frac{H_0}{L_0} \right) \left[f \left(\frac{h_c}{L_0} \right) \right]^2 / sgd \tan \phi \\ \frac{u_0^*}{u_0} &= 0.83(\beta H_0)^{1/2} f \left(\frac{h_c}{L_0} \right) \end{aligned}$$

ここに、 $s=\sigma/\rho-1$ であり、また、

$$f \left(\frac{h_c}{L_0} \right) = \left(\frac{H}{H_0} / \sinh \frac{2\pi h_c}{L} \right)^{1/2}$$

で、 H_0 および L_0 は沖波の波高および波長を表わす。 $\tan \phi=1$ とすれば、上の 3 式には 4 つの無次元量 h_c/L_0 、 βH_0 、 d/H_0 および $H_0/L_0 \cdot s$ が含まれている。したがって、これらの無次元量の間の関数関係は図-3 における $u_0^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \phi$ と u_0^*/u_0 および u_0^*d/ν との間の関係に遮へい係数 $\varepsilon=0.4$ を考慮した曲線から求めることができる。図-9 はその計算結果の一例で、 $(H_0/L_0) \times (1.65/s)=0.03$ の場合の h_c/L_0 と d/H_0 との関係を βH_0 をパラメーターとして示したものである。図中には若干の実験結果とともに、佐藤・岸¹¹⁾、栗原・篠原¹²⁾、石原・樫木²⁾ および佐藤・田中⁴⁾ の提案した移動限界水深をも示した。この図から、 βH_0 の効果は βH_0 の値が小さい場合に顕著で、大きくなるにしたがって、その

図-9 移動限界水深の計算曲線



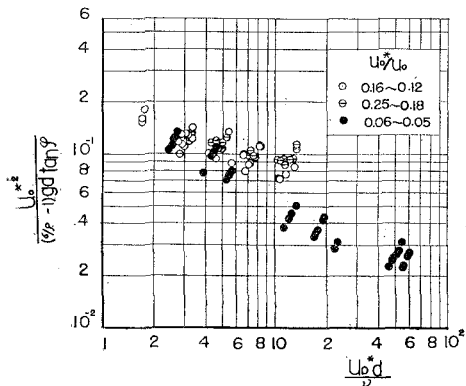
効果が少なくなることがわかる。また、ここでは示されていないが、 H_0/L_0 の値が大きくなると h_c/L_0 の値もしだいに大きくなる。それぞれの実験値に対して()内およびその下に記入された数値は、 βH_0 および $(H_0/L_0) \times (1.65/s)$ の値を示すものである。以上、図-3 から移動限界水深を求めたが、図-5 および 6 にみられるように、計算結果にはおのずからその適用限界があるものと考えられる。しかし、実験値の βH_0 は実際海岸にくらべて小さく、実験の資料も少ないため、これらの点について十分比較検討することはできない。

5. 砂れんの発生・発達に関する実験

一方向流れの水路床に発生する砂れんについては、すでに多くの人々によって、理論的および実験的に研究されている。しかし波の作用による砂れんの発生あるいは発達の機構は現象が複雑であるため、主として実験的に底質の移動と関連して取り扱われているにすぎない。著者らも、底質の移動限界に関連して砂れんの発生限界とその発達について若干の実験を試みた。

砂の移動限界時よりさらに波高を増大すると、移動床の表面には凹凸がで始める。この状態を続けると、高さは低いが、はっきりと観測できる砂れんが移動床表面に一樣にできる。これを砂れんの発生限界と考え、掃流力の無次元表示 $u_*^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi$ と u_*^*d/ν との関

図-10 砂れんの発生限界の無次元表示



係を u_*^*/u_0 をパラメーターとして図示したのが 図-10 である。 $u_*^*/u_0=0.12\sim0.16$ は移動床が砂の場合の実験であり、 $u_*^*/u_0=0.18\sim0.25$ は塩化ビニール粒、また $u_*^*/u_0=0.05\sim0.06$ は Manohar¹⁾ の砂による実験結果である。実験結果には、かなりのばらつきがみられるが、これはパラメーター u_*^*/u_0 の値が一定でないこと、発生限界の観

測時の誤差のためと考えられる。しかし、一般的傾向として u_*^*/u_0 の効果はかなり明確に現われている。つぎに砂の移動限界と砂れんの発生限界とを比較してみよう。図-11 および 図-12 はそれぞれ $u_*^*/u_0 \approx 0.10$ および $u_*^*/u_0 \approx 0.20$ に対する $u_*^{*2}/(\sigma/\rho-1)gd \tan \varphi$ と u_*^*d/ν との関係を砂の移動限界と砂れんの発生限界について同一図面上にプロットしたものである。これらの図から、 u_*^*d/ν の値が小さいところでは、両者の差はかなり明確であるが、大きくなるにしたがって、両者の差はほとんどみられず、砂が移動し始めるとほとんど同時に砂れんが発生する。この傾向は一方向流れの Liu の実験にもみられるところであり、きわめて興味深い事実といえる。

図-11 砂の移動限界と砂れんの発生限界との比較 (1)

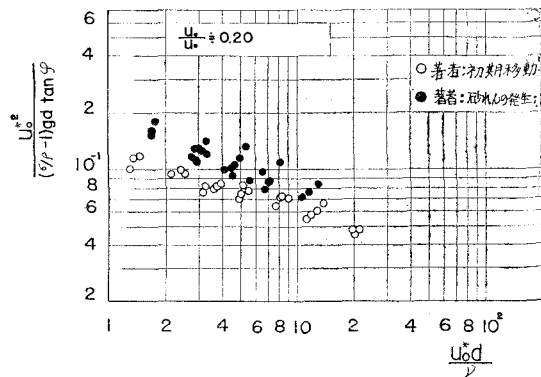


図-12 砂の移動限界と砂れんの発生限界との比較 (2)

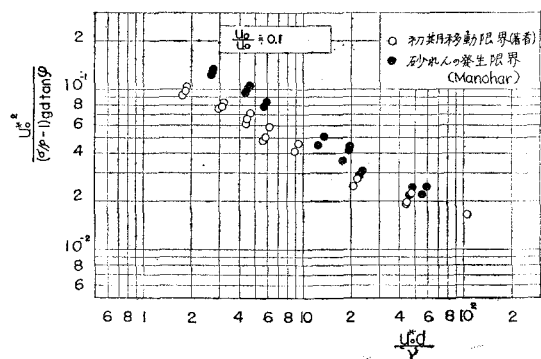
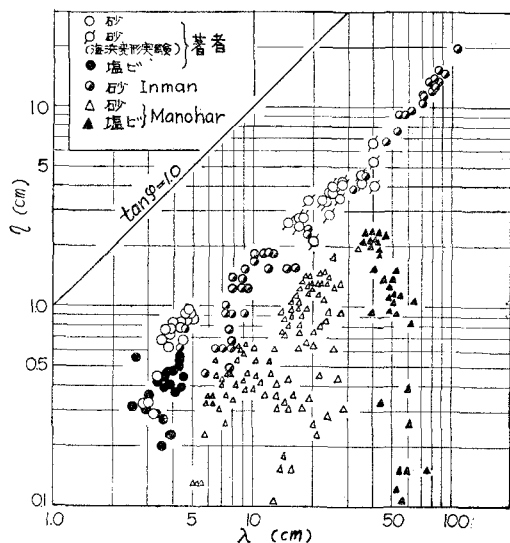


図-13 λ と η との関係

以上、砂れんの発生限界を実験の結果から示したが、現象を的確に把握するためには、やはり砂れん近くの流れの状態を追求することが必要であろう。最後に、実験中、砂れんの発生時よりさらに波高を増大すると、砂れんはその形状が発達する。砂れんの発達、消滅およびその形状特性などについては Manohar¹⁾、本間・堀川²⁾、Inman¹⁴⁾ らが、実験や現地観測による豊富な資料にもとづいて解析を進めている。著者らも従来の研究にしたがって、実験水槽で、砂れんの波長 λ および波高 η とともに、波の特性や底質の特性などについて実測した。図-13 は砂れんの波長 λ と砂れんの高さ η との関係のプロットしたもので、この図には、著者らの砂および塩化ビニール粒の実験結果のほか、Inman¹⁴⁾ の現地観測や Manohar の振動板実験の結果をも示してある。なお図中に海浜変形実験とあるのは、周期 2.58 sec、沖波波高 22.9 cm の波を初期浜勾配 1/10、底質の平均粒径 0.8 mm の海浜にて、それが平衡に達した状態で実測された砂れんの資料である。この図から、

① 砂れんの発達、消滅の過程において、その steepness η/λ が最大になるところがある。その最大値は波の特性や底質の特性に関係なくほぼ一定である。なお、Inman の実測において $\lambda=6\sim10$ cm 程度の場合、また著者らの実験の場合に steepness の小さい砂れんが観測されている。これらは η の値が小さいために測定に誤差が入ったためかあるいは砂れんの最も発達した状態にないためかはっきりしない。

② 本間・堀川²⁾ らによって指摘されたように、Manohar の実験の結果は他の実験や実測値と最大の steepness はほとんど等しいが、振動板による実験と進行波による実験とでは砂れんの性質が異なっている。

③ 砂による砂れんと、塩化ビニール粒による砂れん

とでは比重が異なるにもかかわらず、その性質の相違を区別することはできなかった。

6. 結 語

海浜変形の基点である、砂の移動限界点について、理論的に考察し、実験を行なって、両者の比較を試みた。さらに、砂の移動限界のみでなく、砂れんの発生限界について実験的に考察し、波による砂の移動限界と砂れんの発生限界との関連性、砂れんの発達およびその形状に関して実験を行なった。ここに、著者らの得た研究結果を要約すると、つぎのようである。

① 底質の移動限界は、限界掃流力の無次元表示 $u_*^2/(\sigma/\rho-1)gd \tan \phi$ が、 $u_*^2/d/\nu$ および u_*^2/u_* との関数で表わされ、 $u_*^2/d/\nu$ の値が大きくなると u_*^2/u_* の効果が顕著になる。

② 砂の移動限界の理論から移動限界水深 h_c/L_0 は d/H_0 、 H_0/SL_0 および βH_0 の関数として表示される。

③ 砂れんの発生限界もやはり、掃流力の無次元表示と、 $u_*^2/d/\nu$ および u_*^2/u_* の関数で表示できる。 $u_*^2/d/\nu$ の値が小さい場合、両限界の差がはっきり現われる。

最後に、この研究を行なうにあたり終始御指導をいただいた京大岩垣雄一教授および土屋義人助教授に深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Manohar, M : Mechanics of Bottom Sediment Movement due to Wave Action, B.E.B., Tech. Memo. No. 75, 1955.
- 2) 石原藤次郎・榎木 亨 : 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.
- 3) Goddet, J. : Étude du Début Dénatrainement Des Matériaux Mobiles sous l'Action de la Houle, La Houille Blanche, No. 2, 1960, pp. 122~135.
- 4) 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.
- 5) Houn Li : Stability of Oscillatory Laminar Flow Along a Wall, B.E.B., Tech. Memo. No. 47, 1954.
- 6) Kalkanis, G. : Turbulent Flow Near an Oscillating Wall, B.E.B., Tech. Memo. No. 97, 1957.
- 7) Vincent, G.E. : Contribution to the Study of Sediment Transport on a Horizontal Bed due to Wave Action, Coastal Eng., 1958, pp. 326~354.
- 8) Longuet-Higgins, M.S. : The Mechanics of the Boundary-Layer Near the Bottom in a Progressive Wave, Coastal Eng., 1958, pp. 184~193.
- 9) 例えば、Eagleson, P.S. : The Damping of Oscillatory Wave by Laminar Boundary Layers, M.I.T., Tech. Rep. No. 32, 1959.
- 10) 岩垣雄一 : 限界掃流力の流体力学的研究, 土木学会論文集, 第41号, 1956, pp. 1~21.
- 11) 佐藤清一・岸 力 : 漂砂に関する研究(7), 波動による海底せん断力と底質の移動, 建設省土木研究所報告, 第85号-6, 1952.
- 12) 栗原道徳・篠原謙爾・榎東一郎・吉岡益男 : 波による海浜の砂移動, 海岸工学講演会講演集, 1956, pp. 151~158.
- 13) 本間 仁・堀川清司 : Suspended Sediment due to Wave Action, Coastal Eng., 1963, pp. 168~193.
- 14) Inman, D.L. : Wave-Generated Ripples in Nearshore Sands, B.E.B., Tech. Memo. No. 100, 1957.