

砂漣の効果を考慮した海底摩擦係数の算定と 波高減衰について*

THE ESTIMATION OF FRICTION COEFFICIENT AT SEA BOTTOM BY CONSIDERING THE EFFECT OF SAND RIPPLE AND THE CALCULATION OF WAVE DECAY

榎木 亨**・岩田好一朗***・久保雅義****

By Toru SAWARAGI, Koichiro IWATA and Masayoshi KUBO

1. 緒 言

海岸港湾構造物の設計波を的確に推定するためにはその地点の入射波の正確な算定が必要となることはいうまでもない。この浅海波の変形をもたらす一因として海底摩擦の効果があげられる。 $f = \tau_b / \rho u_b^2$ (τ_b : 海底摩擦力, ρ : 流体の密度, u_b : 海底での水粒子の水平方向の流速) で定義される摩擦係数 f については Bretschneider¹⁾ 以来数多くの研究者^{2)~4)} により実測的な研究がなされているが、研究者によって 図-1 に示すようにこの f の値に大きな差異を示している。著者らも第 21 回海岸工学講演会論文集⁵⁾ において、波によって発生する砂漣を固定粗度とみなし、梶浦の粗面乱流境界層理論⁶⁾ を用いて摩擦係数 f の算定式を提案し、図-1 に示すように岩垣・柿沼^{2), 3)}, 土屋・山口⁴⁾ らの現地における実測値と比較を行っている。ここで 図-1 中の d_{50} は砂の中央粒径, d_{av} は平均粒径, そして Re_T は $\bar{U}_b \cdot T / \nu$ (\bar{U}_b は境界層外縁の最大流速, T は波の周期, ν は動粘性係数) で定義されるレイノルズ数である。この図中の著者らの理論曲線および層流境界層理論の理論曲線については前報を参照されたい。先の論文において著者らはこの f に関する差異の原因の一つとして選択的破波⁷⁾ をとりあげ、その効果

をも考慮して考察を行っているが、波浪の実測においては他にも波の不規則性に基づく非線形干渉, 方向分散, 風および底質粒径の影響が加わっていると考えられる。特に 図-1 に示したように各実測値はその底質に差異があり、その底部粗度に大きな影響を与えられられる。砂漣の規模もまた後述するようにこの底質粒径とも密接な関係がある。しかしながらこの砂漣による海底摩擦係数の変化のみをとらえるためには移動床実験によって検証しなければならないが、実験室において実際の海岸におけるような境界層の粗面乱流域を発生させるこ

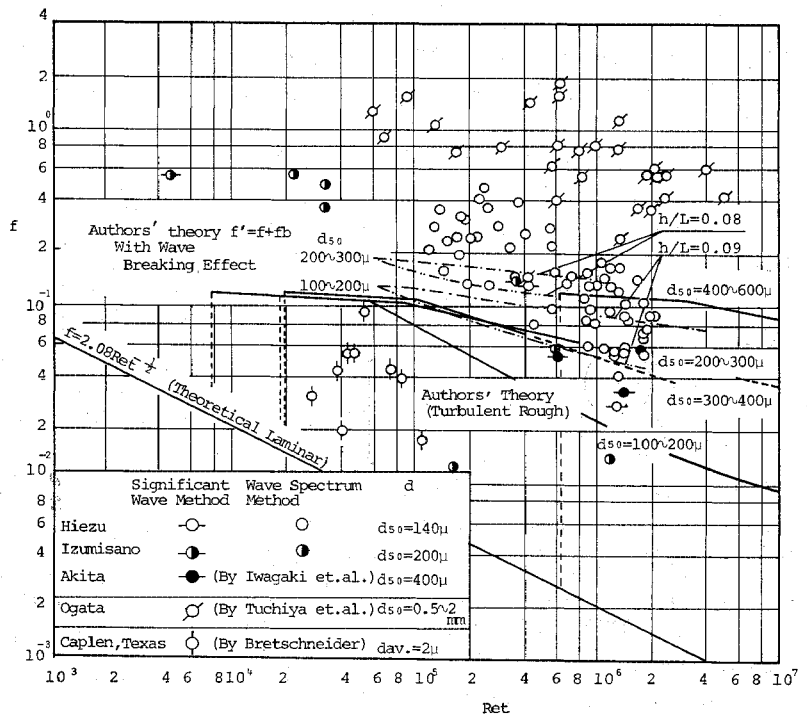


図-1 現地での実測摩擦係数と算定した摩擦係数との比較

* 一部第 21 回海岸工学講演会にて発表

** 正会員工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

*** 正会員工博 大阪大学講師 工学部土木工学科

**** 正会員 神戸商船大学助教授 船貨輸送研究施設

とは極めて困難であって、著者らの先の論文においても十分検証できなかった。

本論文においては、まず本間・堀川・鹿島らによって提案された波による砂漣規模を表わすための定数を粒径の3次曲線で近似して、任意の粒径に対応した海底摩擦係数の算定式を提案し、その提案式に対して、Zhukovets⁹⁾の移動床実験の結果をもって検討を加え、移動床での摩擦係数は、固定床として算定した摩擦係数よりも小さくなることを示し、あわせてそのための補正係数を提示する。そしてこの新しく提案した海底摩擦係数を用いて、波高の減衰度を具体的例によって求め、底部境界層が粗面乱流の場合には層流の場合よりも波高減衰がかなり大きく、また Bretschneider により与えられている $f=0.01$ の場合ともかなり違った傾向を示すことを明らかにした。

2. 砂漣を固定粗度とみなした場合の海底摩擦係数

著者らは先に波浪により生じる砂漣の規模を示す実験式として、本間・堀川・鹿島⁹⁾らの提案した式を用い、梶浦¹⁰⁾による境界層の層流から乱流への移行及び滑面から粗面への移行限界値から波高 10 cm~200 cm, 周期 1 sec~20 sec, $h/L=0.01\sim 0.5$ (h :水深, L :波長)の諸元を有する一般的な海浜においては、砂漣のできる場合は底部境界層はほとんどの場合、粗面乱流であることを明らかにした。したがって、本論でも、底部境界層は粗面乱流として扱うことにする。

梶浦の粗面乱流境界層理論を用いると底部での水粒子の移動振幅 \hat{U}_b/σ と砂漣波長 λ の比によって、抵抗則は次のような二つの表示にわけることができる。すなわち、

$$\tau_b/\rho = C\hat{U}_b U_b, \quad C = \hat{C}e^{i\theta} \dots\dots\dots(1)$$

で摩擦係数を定義するとき

$$\left. \begin{aligned} \hat{C} &= 1.7 \left(\frac{30\lambda}{4\eta} \right)^{-2/3} && \text{for } \hat{U}_b/\sigma\lambda < 1 \\ \hat{C} &= A \left(\frac{30\hat{U}_b}{4\eta\sigma} \right)^{-B} && \text{for } \hat{U}_b/\sigma\lambda > 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots(2)$$

で与えられる。ここで、 τ_b は底部摩擦、 ρ は流体の密度、 $\sigma=2\pi/T$, η :砂漣の波高、 λ :砂漣の波長、 θ :底部流速と底面摩擦の位相のずれであり、図-2 (b) で示され、また A, B は 図-2 (a) に示される \hat{C} を図の点線で示すように折線近似して得た値で表-1 のように表わされる。図-2 において Z_0 は粗度高さであって、砂漣が形成されている場合、Motzfeld¹⁰⁾の関係式 $Z_0=4\eta/30$ が成立するものとする。上のように定義された摩擦係数 \hat{C} を用いて、単位時間、単位面積当りの底面摩擦によるエネルギー逸散率を表わすと次のようになる。

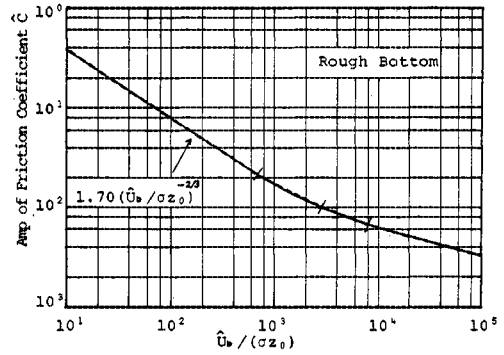


図-2 (a) 粗面乱流における摩擦係数の振幅 \hat{C} とレイノルズ数 $\hat{U}_b/\sigma Z_0$ の関係 (梶浦欣二郎, 1968)

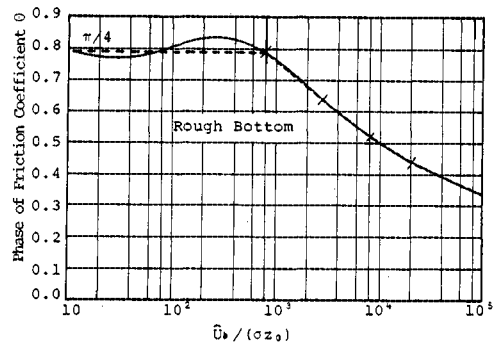


図-2 (b) 粗面乱流における摩擦係数の位相 θ とレイノルズ数 $\hat{U}_b/\sigma Z_0$ との関係 (梶浦欣二郎, 1968)

表-1 梶浦の粗面乱流境界層理論による \hat{C} および θ と $\hat{U}_b/\sigma Z_0$ の関係

$\hat{U}_b/\sigma Z_0$	$\hat{C} = A(\hat{U}_b/\sigma Z_0)^{-B}$	θ
~ 685	$1.7(\hat{U}_b/\sigma Z_0)^{-0.667}$	$\approx \pi/4$
$685 \sim 3 \times 10^3$	$0.711(\hat{U}_b/\sigma Z_0)^{-0.588}$	$1.558 - 0.266 \log_{10}(\hat{U}_b/\sigma Z_0)$
$3 \times 10^3 \sim 8 \times 10^3$	$0.24(\hat{U}_b/\sigma Z_0)^{-0.4}$	$1.524 - 0.257 \log_{10}(\hat{U}_b/\sigma Z_0)$
$8 \times 10^3 \sim 2 \times 10^4$	$0.068(\hat{U}_b/\sigma Z_0)^{-0.28}$	$1.287 - 0.196 \log_{10}(\hat{U}_b/\sigma Z_0)$
$2 \times 10^4 \sim 10^5$	$0.068(\hat{U}_b/\sigma Z_0)^{-0.28}$	$1.092 - 0.15 \log_{10}(\hat{U}_b/\sigma Z_0)$

$$\langle E \rangle = \frac{\rho}{2} \hat{C} \hat{U}_b^3 \cos \theta \dots\dots\dots(3)$$

また従来の摩擦係数表示 f を用いると上式の $\langle E \rangle$ は

$$\langle E \rangle = \frac{4}{3\pi} \rho f \hat{U}_b^3 \dots\dots\dots(4)$$

で表わされるので、

$$f = \frac{3\pi}{8} \cos \theta \hat{C} \dots\dots\dots(5)$$

という関係が得られる。

一方、波の特性と砂漣規模の大きさは、本間・堀川・鹿島らによると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\eta}{\lambda} &= 0.175 \left(\frac{\lambda}{d_0} \right)^{0.19} \\ d_0 &= \frac{2\hat{U}_b}{\sigma} \\ \lambda &= \alpha T^r d_0^{1-2r} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

によって与えられている。ここに α, r は砂の粒径で決まる定数であって、本間・堀川・鹿島らは中央粒径 $d_{50} = 0.1 \sim 0.2 \text{ mm}$, $d_{50} = 0.2 \sim 0.3 \text{ mm}$, $d_{50} = 0.3 \sim 0.4 \text{ mm}$ の3種類の底質に対して、それぞれ α, r を与えている。

著者らは上述の α, r の値を図-3に示すような3次曲線で近似した(注 $d_{50} = 400 \sim 600 \mu$ に対する α, r の値は Inman の現地観測資料¹¹⁾から求めたものである)。その結果、次式に示すような近似式が得られる。ただし d_{50} の単位は cm とする。

$$\alpha = -389.4 d_{50}^3 + 729.5 d_{50}^2 - 313.3 d_{50} + 40.7 \dots\dots\dots (7)$$

$$r = -82.66 d_{50}^3 + 87.24 d_{50}^2 - 28.62 d_{50} + 3.28 \dots\dots\dots (8)$$

ここで、

$$a = \left(\frac{0.01}{\pi} \right)^r / \alpha, \quad b = r \dots\dots\dots (9)$$

なる変換を行えば、

$$\frac{d_0}{\lambda} = a \left(\frac{R_{eT}}{\pi} \right)^b, \quad R_{eT} = \frac{\hat{U}_b^2 \cdot T}{\nu} \dots\dots\dots (10)$$

なる関係が求まる。ただし式(9)において0.01とあるのは、本来は ν であるが、 $\nu = 0.01$ の α, r を求めているため⁹⁾、それと対応させたためである。そこで式(6)の η, λ を式(2)に代入し、式(5)を用いると、海底摩擦係数 f_{fix} (固定床の仮定を明示するため“fix”なる添字を付ける)は

$$f_{fix} = 0.1155 \left(\frac{\pi^b}{a} \right)^{0.1267} R_{eT}^{-0.1267b} \quad \text{for } \pi \left(\frac{1}{a} \right)^{1/b} < R_{eT} < \pi \left(\frac{2}{a} \right)^{1/b} \dots\dots\dots (11)$$

$$f_{fix} = 1.18 A \cos \theta \left\{ 0.0467 \left(\frac{\pi^b}{a} \right)^{1.19} \right\}^B R_{eT}^{-1.19 B b} \quad \text{for } R_{eT} > \pi \left(\frac{2}{a} \right)^{1/b} \dots\dots\dots (12)$$

で表わすことができる。以上より式(11), (12)中の a, b に式(7), (8)及び式(9)を、 A, B, θ に表-1に示す値を用いると、任意の底質粒径 d に対する海底摩擦係数を求めることができる。しかしレイノルズ数 R_{eT} が大きい所での砂漣規模についてはまだ未知の部分が多く⁹⁾、そのために式(11), (12)も適用限界をもつので限界を越えた f_{fix} については図-1において点線で示しておいた。ところで、式(7), (8)を導くのに用いた4種類の d_{50} に対して上の関係から f_{fix} と R_{eT} の関係を求めると、図-1のように表わせる。現地観測摩擦係数の値は研究者によって相当大きな差異があったが、図-1で示すように底質粒径 d_{50} およびそれに伴う砂漣規模もその原因の一つと考えられる。

3. 移動床実験による海底摩擦係数 f の検証

1. で述べたように現地の波高記録には、波の不規則性に基づく非線型干渉、方向分散、砕波、風の影響が入ってくるため、現地の波高実測値より求めた f の値と上述の算定値を比較検証することは困難である。したがって、上記の影響を受けない実験水槽で砂漣を形成して実験的に検証することが好ましい。

そこで著者らは Zhukovets^{9), 12)} の実験結果をもって、先に提案した海底摩擦係数 f_{fix} の検証を行うことにした。

Zhukovets は移動床水路で波高減衰実験を行い、2点間の波高減衰から底部に砂漣が発生した場合の砂漣の形状抵抗によるエネルギー損失 $\langle E_b \rangle$ をエネルギー平衡式より式(13)のように求めている。

$$\langle E_b \rangle = \frac{(E \cdot C_G)_1 - (E \cdot C_G)_2}{l} - \langle E_s \rangle - \langle E_v \rangle \dots\dots\dots (13)$$

ここで l は波高計の設置地点1と2の間隔であり、 C_G は進行波の群速度、 E は単位面積当りのエネルギー、 E_s は側壁摩擦によるエネルギー損失、 E_b は底部が平たんな場合の底部摩擦および内部粘性によるエネルギー損失、そして $\langle \rangle$ は単位時間、単位面積当りの平均を表わしており、Zhukovets は $\langle E_s \rangle$ および $\langle E_v \rangle$ をそれぞれ次式のように与えている。なお、これらについての詳しいことは文献8), 12)を参照されたい。

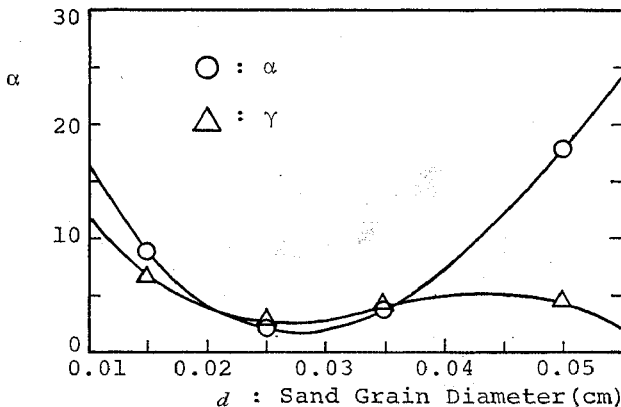


図-3 砂漣規模を決める定数 α, r と砂粒径 d との関係

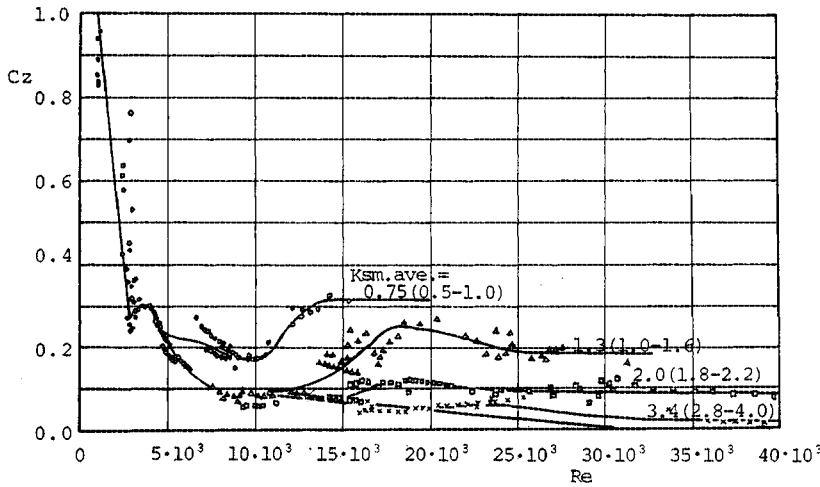


図-4 移動床実験から得られた抵抗係数 C_Z とレイノルズ数 Re との関係 (Zhukovets, A.M., 1963)

$$\langle E_s \rangle = \frac{3.57 \rho h (V_x^2 + V_z^2)}{B_w} \sqrt{\frac{\nu}{T}} \dots\dots\dots (14)$$

$$V_x = \frac{HL}{\pi Th} + \frac{3 H^2 \cosh kh}{4 Th \sinh kh};$$

$$V_z = -\frac{HL}{\pi Th} \left(\frac{\cosh kh - 1}{\sinh kh} \right) - \frac{3 H^2 (\cosh kh - 1)}{8 Th \sinh^4 kh}$$

$$\langle E_v \rangle = 0.000112 k \rho c \sigma^2 H^3 + \frac{0.00025 \rho c k^3 \sigma^2 H^4}{\sinh^6 kh} \cdot \left(\frac{\sinh 2 kh \cosh 2 kh}{4 k} - \frac{h}{2} \right) \dots\dots\dots (15)$$

ここで B_w は水路幅, k は波数, c は波速, h は水深, L は波長, H は波高を示す. Zhukovets は波高減衰実験から式 (13) の $\langle E_b \rangle$ を求めこの $\langle E_b \rangle$ を用いて次式で定義される抵抗係数 C_Z

$$C_Z = \frac{\langle E_b \rangle}{\frac{1}{2} \rho V_g^3} \dots\dots\dots (16)$$

を算出し, それを 図-4 のようにまとめている. ここに V_g は底部境界層外縁の流速を 1/4 周期平均した値で, Zhukovets によれば,

$$V_g = \frac{\sigma H}{\pi} \operatorname{cosech} kh + \frac{3 k \sigma H^2}{8 \pi} \operatorname{cosech}^4 kh \dots\dots\dots (17)$$

で与えられる. これによると抵抗係数 C_Z はレイノルズ数 $Re \left(= \frac{V_g \cdot H}{\nu \sinh kh} \right)$ で表わされるが, 両者の関係はかなりばらついており, このばらつきをさらに Zhukovets は相対粗度 $K_{sm} \left(= \frac{V_g^2}{2 g d_{s0} \sinh \sqrt{1 + \eta/d_{s0}}} \right)$ で整理している. また実験は層流域から乱流域まで広範囲に行っており, たとえば $K_{sm} = 0.75$ の場合には, $Re < 3 \times 10^3$ は層流領域であり, $Re > 15 \times 10^3$ は粗面乱流で, その間は遷移領域となる. この 図-4 に示した Zhukovets の表示と著者らの表示との間には次の関係が成立する.

レイノルズ数:

$$Re = \frac{V_g \cdot H}{\nu \sinh kh} \approx \frac{H}{\nu \sinh kh} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \dot{U}_b = \frac{2}{\pi^2} \cdot \frac{\dot{U}_b^2 \cdot T}{\nu} = 0.2 \cdot Re_T \dots\dots\dots (18)$$

抵抗係数:

$$C_Z = \frac{\langle E_b \rangle}{\frac{\rho}{2} V_g^3} \approx \frac{\langle E_b \rangle}{\frac{\rho}{2} \left(\frac{2}{\pi} \right)^3 \dot{U}_b^3} \approx 3.29 f_{CZ} \dots\dots\dots (19)$$

相対粗度:

$$K_{sm} = \frac{V_g^2}{2 g d_{s0} \sinh \sqrt{1 + \eta/d_{s0}}} \dots\dots\dots (20)$$

以上のような関係を用いると,

図-4 に示した Zhukovets の抵抗係数 C_Z を先に著者らが求めた摩擦係数 f_{fix} に換算することができるが, 2. で提案した著者らの海底摩擦係数 f_{fix} は粗面乱流の境界層理論を用いているので, Zhukovets の実験結果も粗面乱流域での結果のみを用いて比較しなければならない. Zhukovets が実験に用いた底質の粒度分布は $d > 0.25 \text{ mm}$ が 50%, $d > 0.1 \text{ mm}$ が 85% なので $d_{s0} = 0.25 \text{ mm}$ とし著者らの方法で f_{fix} を算定した. ところで式 (13) および式 (16) からわかるように Zhukovets は砂澱の形状抵抗のみによるエネルギー逸散 $\langle E_b \rangle$ を求めているので, この $\langle E_b \rangle$ に基づいて算出された 図-4 の C_Z (実験値そのものでなく実験曲線が示す値, 以後これを実験値とよぶ) と著者らの f_{fix} との比較においては式 (13) の $\langle E_v \rangle$ に対する補正をしなければならない. そこでこの補正すべき摩擦係数 f .

$$C_v = \langle E_v \rangle / \frac{1}{2} \rho V_g^3 = 3.29 f, \dots\dots\dots (21)$$

を Zhukovets の C_Z から求めた f_{CZ} に加えたものを f_{exp} として f_{fix} と比較した. そして, その比のレイノルズ数による変化を求めたのが 図-5 である. この場合粗面乱流域が確立された領域ということで, 図-4 の実験値は $K_{sm} = 0.75$ のときは $Re > 15 \times 10^3$ の実験値, $K_{sm} = 1.3$ の場合 $Re > 17.5 \times 10^3$ の実験値, $K_{sm} = 2.0$ の場合 $Re > 20 \times 10^3$ の実験値, $K_{sm} = 3.4$ の場合 $Re > 35 \times 10^3$ の実験値を用いている. 図-5 によると, K_{sm} が 0.75 の領域では計算結果と実験値とはよく一致するが, K_{sm} が大きくなるにつれて, 計算によって求められた摩擦係数は実験結果より求められた値よりも大きくなっている.

この理由は明確ではないが, K_{sm} が大きい場合は, 底部流速 V_g と粒径の相対比が大きい場合で, 浮遊砂が多

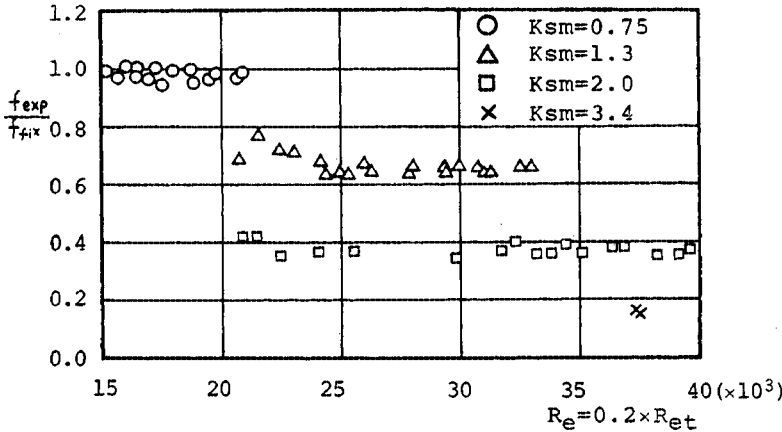


図-5 Zhukovets が実験から得た摩擦係数 f_{exp} と著者らの算定値 f_{fix} との比較

くなると考えられる。この浮遊砂は粗度によって生じる境界層内の乱れをおさえるように作用し、そのために移動床において底部摩擦は固定床とみなした場合よりも減少するものと考えられる。

したがって実際の海岸における、砂漣に基づく底部摩擦係数は、先に砂漣を固定粗度として求めた式 (11) および式 (12) による摩擦係数 f_{fix} を相対粗度 K_{sm} を考慮して補正しなければならない。

図-5 によると、上述の f_{fix} と移動床における実験値の比はレイノルズ数に関係なく K_{sm} の値によってそれぞれほぼ一定値をとることから、この比の K_{sm} のみの変化を求めてみると $K_{sm} \geq 0.75$ の領域では 図-6

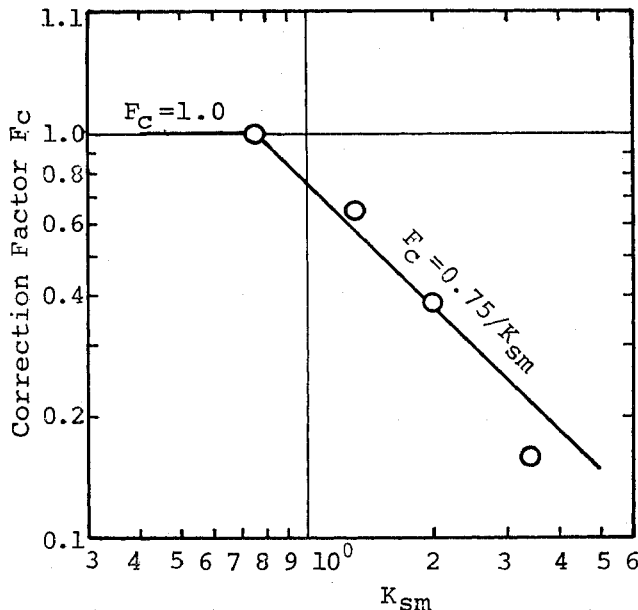


図-6 砂漣を固定粗度として求めた摩擦係数 f_{fix} の相対粗度 K_{sm} による補正

のように示すことができる。図-6 においては $K_{sm} < 0.75$ の領域の実験値がないが、この領域の K_{sm} は小さくそのため浮遊砂が少なく固定床に近い状態になっていると考えられる。そのためこの領域では水路床はほぼ固定床とみなして補正係数 $F_c = 1$ としている。

したがって他の底質粒径に対しても、図-6 の補正係数 F_c が使えらるものとすれば、固定床における摩擦係数 f_{fix} と移動床における修正された摩擦係数 f_m は次のように求めることができる。

$$\left. \begin{aligned} K_{sm} < 0.75 : f_m &= f_{fix} \\ K_{sm} \geq 0.75 : f_m &= (0.75/K_{sm}) f_{fix} \\ f_{fix} &= 0.1155 \left(\frac{\pi^b}{a} \right)^{0.1267} R_{eT}^{-0.1267b} \\ &\text{for } \pi \left(\frac{1}{a} \right)^{1/b} < R_{eT} < \pi \left(\frac{2}{a} \right)^{1/b} \\ f_{fix} &= 1.18 A \cos \theta \left\{ 0.0467 \left(\frac{\pi^b}{a} \right)^{1.19} \right\}^B \\ &\cdot R_{eT}^{-1.19Bb} \text{ for } R_{eT} > \pi \left(\frac{2}{a} \right)^{1/b} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

ただし K_{sm} が十分大きくなって f_m が層流境界層理論から求まる摩擦係数よりも小さくなった場合には f_m としては便宜的に層流境界層の場合の摩擦係数を用いるものとする。

4. 波高減衰に及ぼす海底摩擦の効果

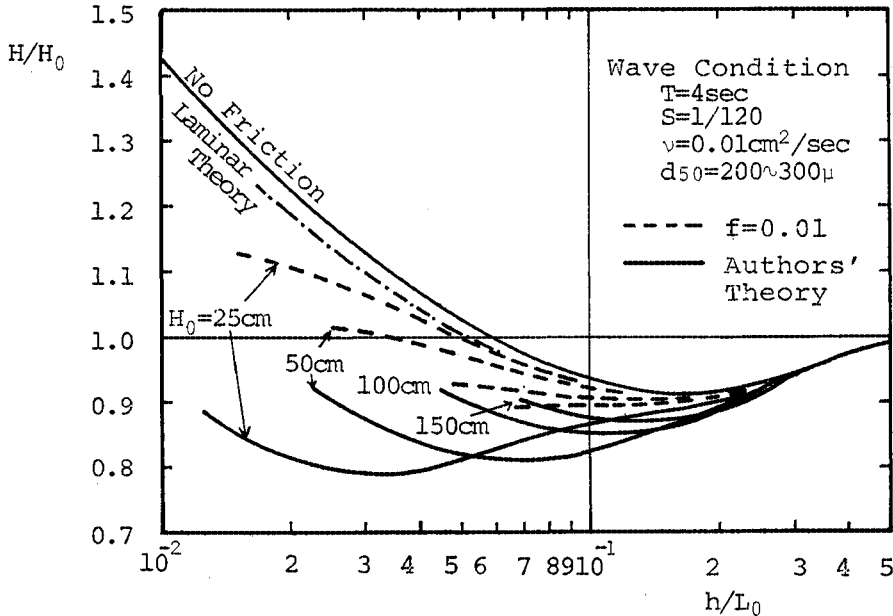
次に移動床の特性を考慮した修正摩擦係数 f_m によって一様傾斜面を波が進行する場合の程度波高が減衰するかを具体的に計算によって求めてみよう。ここで波高減衰に関するエネルギー平衡式として次式が成立するものとする。

$$\frac{d}{dx} (E \cdot C_G) = \langle E_b \rangle = -\frac{4}{3\pi} \rho f \dot{U}_b^3 \dots (23)$$

ここに E は単位面積当りの波のエネルギーで $\frac{1}{8} \rho g H^2$ で表わされるものとする。底部の境界層が層流の場合については、すでに土屋・井上¹³⁾および Eagleson¹⁴⁾ らによって計算されているが、それによると摩擦係数は

$$f = 2.08 R_{eT}^{-1/2} \text{ for laminar boundary layer } \dots (24)$$

と表わされる。これを式 (23) に代入して積分す



図一七 底部摩擦を層流理論で評価した場合と粗面乱流理論で評価した場合の波高減衰の違い

れば、次式のように進行波の波高変化が求められる。

$$\frac{H}{H_0} = \left\{ \frac{\left(1 + \frac{2\xi_0}{\sinh 2\xi_0}\right) \tanh \xi_0}{\left(1 + \frac{2\xi}{\sinh 2\xi}\right) \tanh \xi} \right\}^{1/2} \times \exp\left\{ \frac{\pi}{\beta L_0 S} (\coth \xi - \coth \xi_0) \right\} = F\left(\beta L_0 S, \frac{h}{L_0}\right) \dots\dots\dots (25)$$

ここで、 $\xi = 2\pi h/L$ で $\xi = \xi_0$ において $H = H_0$ で、 $\beta = \sqrt{\pi/\nu T}$ 、 S は海浜勾配を示す。式 (25) を $T = 4 \text{ sec}$ 、 $S = 1/120$ について求めると 図一七 の層流理論の曲線ようになる。図一七 中で摩擦がない場合の値は Wiegel¹³⁾ が求めた Shoaling 係数である。この図から両者の差は少なく、摩擦による波高減衰効果は 2~3% 程度であることがわかる。またこの場合の摩擦による波高減衰効果は波の周期が長くなるほどさらに小さくなっていく。

次に底部の境界層が粗面乱流の場合には、摩擦係数として式 (22) の修正摩擦係数 f_m を用いれば式 (23) より波の進行に伴う波高変化が求められる。しかしこの場合は層流境界層の場合と異なり、直接積分はできないので、反復計算を行わなくてはならない。式 (22) において、 a, b が粒径の関数で近似されているので、 $d_{50} = 200 \sim 300 \mu$ の場合について、層流境界層の場合と同様に周期 $T = 4 \text{ sec}$ 、海浜勾配 $S = 1/120$ の条件において、沖波波高 $H_0 = 0.25 \sim 1.5 \text{ m}$ に対する波高変化を求めたのが 図一七 の実線である。なお計算は式 (23) を差分化した式 (26)

$$H_{i+1} = \left(\frac{C_{Gi}}{C_{G_{i+1}}} \cdot H_i^2 - \frac{32 \cdot \Delta x}{3 \pi g C_{G_{i+1}}} \cdot f_{mi} \cdot \hat{U}_{bi}^3 \right)^{1/2} \dots\dots\dots (26)$$

を用いて行っている。ここで、添字 i は場所を示しており、 i 番目での波高 H_i が与えられた場合 H_{i+1} を仮定し、 H_{i+1} と H_i の平均値で摩擦項を評価して H_{i+1} を求め、これが先に仮定した値になるまで反復計算を行い、収束したところで次の step へ進む。そこで最初に $h/L_0 = 1$ の場所での沖波波高 H_0 および周期 T を与えて、上に述べた計算を繰り返してゆけば、一樣海浜勾配での波高変化が求まる。なお計算は砕波点で打切っている。砕波限界¹⁰⁾としては種々あるが、ここでは岸および佐伯による

$$\frac{H_b}{h_b} = 5.68 S^{0.4} \dots\dots\dots (27)$$

を用いている。この図から明らかなように粗面乱流の場合には層流に比較して波高減衰はかなり大きい、波高が大きくなるとその効果は減少し、砕波も沖の方で生じるのがわかる。また従来 Bretschneider らによって提案されている $f = 0.01$ に対する波高減衰も計算してあるが、この場合摩擦係数が R_{eT} によって変化しないので著者らの結果と比べ、かなり違った傾向を示している。

図一八 は波高減衰に及ぼす周期の影響を示したものであって、周期が短くなると砕波点は岸側で生じた砕波点での波高減衰の割合は大きくなるのがわかる。

最後に波高減衰に及ぼす海浜勾配の影響を求めたのが 図一九 である。この図より沖波の特性が一定の場合でも

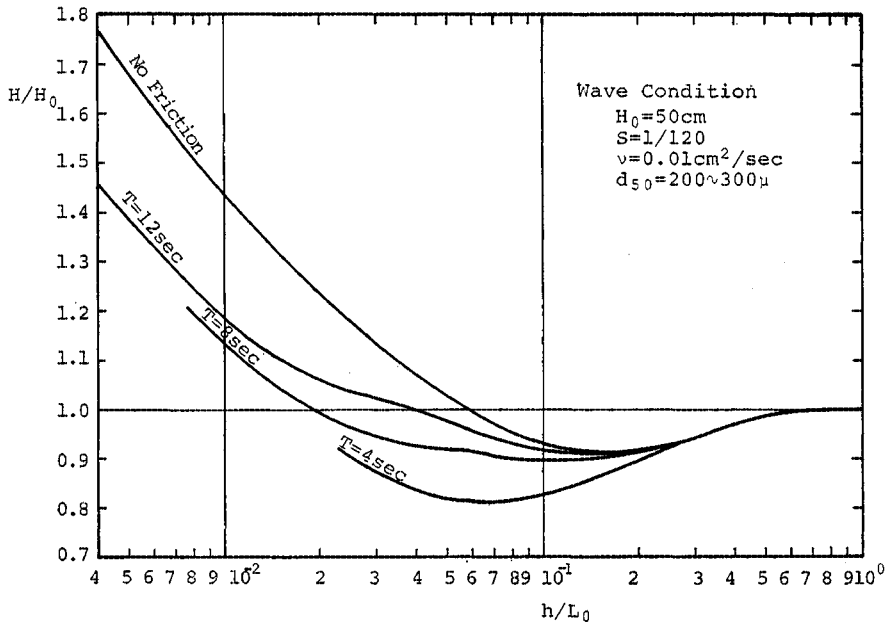


図-8 波高減衰に及ぼす周期の影響

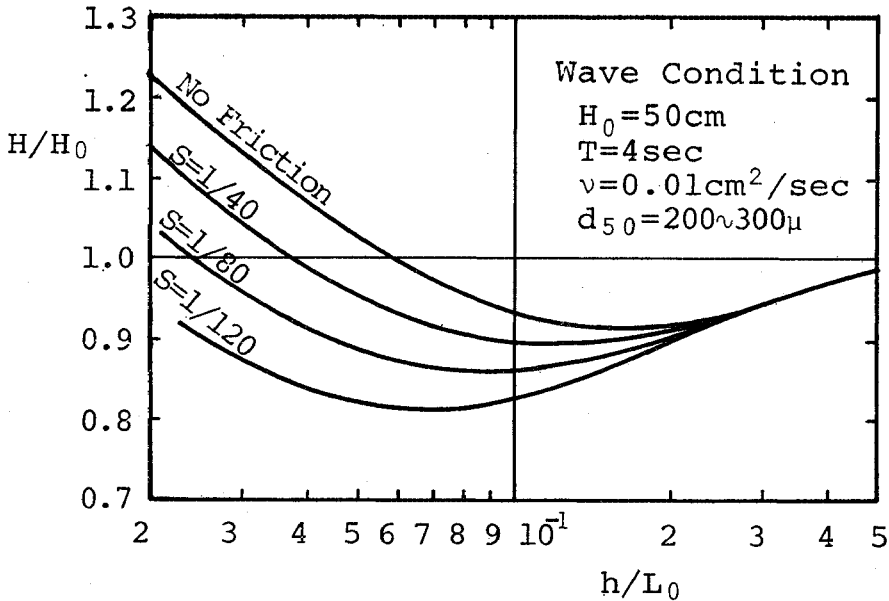


図-9 波高減衰に及ぼす海浜勾配の影響

海岸勾配が緩やかなほど同じ h/L_0 であっても波高減衰が大きいことがわかる。

5. 結 語

以上本論文では波により砂澁ができる場合、まずこれを固定粗度とみなして梶浦の粗面乱流理論を用いて摩擦係数を理論的に算定するとともに、砂澁の規模を波の特

性、底質特性であらわすにあたって、本間・堀川らが示した実験式中の定数を d_{50} の三次の近似式で置き換えて表示し、この砂澁の規模表示式と固定粗度とみなして導いた摩擦係数を組合せて個々の砂粒径に対する摩擦係数の一般表示式を得た。ついで Zhukovets が移動床で行った波高減衰の実験から求めた摩擦係数と砂澁を固定粗度と考えた場合の算定値とを比較し、移動床実験による摩擦係数は固定粗度と考えた場合の摩擦係数よりも小さ

くなることを明らかにして固定粗度として算定した摩擦係数を修正し移動床の特性を考慮した摩擦係数 f_m を提案した。さらにこの著者らの提案した移動床に対する摩擦係数式(22)を用いて、一様傾斜面の海浜を波が進行する場合の波高変化を求め、底部が層流の場合よりも減衰がかなり著しいことを示し、また海浜勾配がゆるやかで、周期が短いほど波高減衰の度合が大きくなることを指摘した。

最後に本研究の計算において援助していただいた当時大阪大学学生 中村順行君(現 鹿島建設勤務)に感謝の意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) Bretschneider, C.L. : Field Investigation of Wave Energy Loss of Shallow Water Ocean Waves, B.E. B., Tech. Memo., No. 46, 1954.
- 2) 岩垣雄一・柿沼忠男 : 浅海における波浪スペクトルの変形と海底摩擦係数の推定について, 京都大学 防災研究所年報第 8 号, pp. 379~396, 昭 40.3.
- 3) 岩垣雄一・柿沼忠男・宮井 宏 : 現地海岸における海底摩擦係数について, 第 12 回海岸工学講演会講演集, pp. 35~40, 1965.
- 4) 土屋義人・山口正隆・中村俊一 : 大湊海岸における海底摩擦係数と波浪特性との関係, 昭和 49 年度関西支部年講概要集.
- 5) 榎木 亨・岩田好一朗・久保雅義 : 現地海岸における海底摩擦係数に関する一考察, 第 21 回海岸工学講演会論文集, pp. 7~11, 1974.
- 6) Kajiura, K. : A Motion of the Bottom Boundary Layer in Water Waves, Earthquake Research Institute, 1967.
- 7) 合田良実 : 不規則波の碎波指標について, 第 20 回海岸工学講演会論文集, pp. 571~577, 1973.
- 8) Zhukovets, A.M. : The Influence of Bottom Roughness on Wave Motion in a Shallow Body of Water, Bull. Acad. Sci., USSR, Geophys. Ser., No. 1561-1570, Transl. 943-948, 1963.
- 9) 本間 仁・堀川清司・鹿島遼一 : 波による浮遊砂に関する研究, 第 11 回海岸工学講演会講演集, 1964.
- 10) Motzfeld, H. : Die Turbulente Strömung an Welligen Wänden, Z. angew. Math. u. Mech., 24, pp. 225~253, 1937.
- 11) 堀川清司 : 海岸工学, pp. 217, 東京大学出版会, 1973.
- 12) Zhukovets, A.M. : The Determination of the Energy Losses of Swells Resulting from Eddy and Kinematic Viscosity, Oceanology, No. 2, pp. 225~234, 1963.
- 13) 土屋義人・井上雅夫 : 海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(1), 第 8 回海岸工学講演会講演集, pp. 19~24, 1961.
- 14) Eagleson, P.S. : Laminar Damping of Oscillatory Waves, J. Hydr. Div., A.S.C.E., 88, pp. 155~181, 1962.
- 15) Wiegel, R.L. : Oceanographical Engineering, pp. 514~525, 1964.
- 16) 榎木 亨 : 碎波特論, 水工学シリーズ 73-B-2, 土木学会水理委員会, 1973.

(1975.9.18・受付)