

海底摩擦による波高減衰の基礎的研究 (1)

京都大学助教授 防災研究所 工学修士 土 屋 義 人
京都大学助手 同 井 上 雅 夫

1. 緒 言

最近相次ぐ海岸災害にともなう海岸構造物を設計するための設計波 (Design Waves) に対する検討が大きくとりあげられるようになり、すでに二、三の実験的な研究が行なわれてきた^{1), 2)}。深海における波浪の発生および発達に関する研究は、周知のように 1947 年 Sverdrup および Munk³⁾ によってなされた業績にはほとんど依存しているようであり⁴⁾、したがって実驗的な波浪の推算にあたっても大きな貢献をしてきたが、最近こうした問題に対する計測の進歩と、それにもとづく新しい現象の発見と認識とによって Sverdrup らの理論の欠点も着々と明らかにされつつある⁵⁾。しかしながら、いまだ Sverdrup らの理論に代わるべきものが発見されないようであり、またこの方法でも実驗的な波浪の推算にはかなり十分適用しうるように考えられている。

こうした深海波も海岸に近づくにしたがって海浜および海底の地形の影響によって屈折、反射、回折あるいは海底などの摩擦によって複雑な変形を余儀なくされるのであり、したがって海岸構造物の設計に対する設計波の決定にあたっては、きわめて多くの問題点があるわけである。したがって浅い海岸における実驗的な波浪の推定に対しては、従来 Thijssse および Bretschneider の浅海波に対する図表が示されているのみで⁶⁾、本質的な議論には多くの問題点を残しているようである。屈折、反射および回折に関しては光学との関連において比較的明確な検討がなされ、また実際問題への適用にも十分満足しうような段階に至っているようであるが、これに反して海底摩擦による波の変形のように直接エネルギー損失をとまう現象においては、たとえば砕波の現象とともにその解明が一般にかなり困難なようである。

従来摩擦による波の変形のうち、粘性にもとづく内部摩擦による波高減衰に関しては、深海波に対して Lamb⁷⁾ が、また浅海波に対して Hough⁸⁾ がそれぞれ理論的な研究を進めたが、一般に粘性による波高減衰はあまり大きなものではないようである。つぎに海底摩擦による波高減衰に関しては 1949 年 Putnam および Johnson⁹⁾ がすぐれた研究を行なっているが、波動運動にともなう海底付近の流れの特性が明確にされていないことから適確なものとはいいがたいようである。また 1953 年 Savage¹⁰⁾ は実験水槽を用いて、摩擦および浸透効果による

波高減衰に関する実験を試みて上述の理論との比較を行なっている。実際には海底におけるエネルギー損失の原因として Savage の実験のように浸透現象があるわけであって、すでにこうした問題に対しては 1949 年 Putnam¹¹⁾ が理論的な検討を行なった。一方わが国においても Putnam らの考察と同様な方法によって岸¹²⁾ あるいは永井および久保¹³⁾ らが研究を行なったが、なお多くの問題点を残しているようである。

一方 Bretschneider¹⁴⁾ は波高減衰に関する現地観測を実施して、きわめて興味深い結果をうるとともに、こうした問題においては現地観測がとくに重要なものであることを明らかにしているようであるが、現地における現象の複雑さのために、新しい現象と問題点を提示しているのみで、海底摩擦に関する本質的な検討は行なわれていないといつてよいであろう。わが国においてもすでに新潟海岸において実測がなされ、海底の摩擦係数が求められているが¹⁵⁾、いずれの研究においてもこうした問題に対しての普遍的な結論は望めず未知の問題を提示した程度であって、とくに伊勢湾台風による海岸災害とあいまって、急速に解明しなければならない重要な問題となってきたのである。このように現地観測の結果をもとにして海底摩擦の特性を、たとえば海底の状態や底質および波の特性などとの関連において検討することは、設計波の決定においてきわめて重要であることは前述したことから明確であって、このために、わが国の沿岸における波浪観測を実施するとともに、波動運動にともなう摩擦機構の解明に対して基礎的な実験を遂行し、根本的な研究を進める必要があるはずである。

京大防災研究所においては、前述した状況にかんがみわが国の沿岸における波浪の観測を行なうべく、本年度より波浪予知に関する文部省の特別事業として、そうした波浪特性を究明するために、現地観測を実施することになっており、現在着々とその準備を進めているのである。

海底摩擦の機構を根本的に解明するためには、波動運動にともなう海底付近の流れの特性を明確に知る必要があるわけであるから、したがって波動運動にともなう発達する境界層の解析を行なわなければならない。従来波動運動にともなう境界層の発達に関しては、孤立波の場合に対して岩佐¹⁶⁾ が理論的な考察を進め、層流境界層の発達と波高減衰に関して興味ある結果を得ているが、

その他は波動運動と類似な現象たとえば静水中において平板を振動させた場合の境界層をとりあげて詳細な実験を行なっている程度であって、波動運動そのものの場合に対しては、計測上の問題とあいまって、ほとんど実施されていないようである。静水中の振動板における境界層の発達に関しては、従来層流境界層に対して Lamb¹⁵⁾ が理論的に解明し、また最近 Huon Li¹⁶⁾, Manohar¹⁷⁾, Kalkanis¹⁸⁾, および Longueff-Higgins¹⁹⁾ らが興味深い理論的考察や実験結果を発表しているが、とくに乱流境界層の場合はいろいろな問題点があるようにみうけられる。しかしながら波動運動にともなう境界層の発達を以上のような単純な現象に置きかえることには、本質的な問題点があるはずであり、したがって波動運動そのものによる場合の詳細な実験が必要となるのであって、防災研究所において、こうした問題を波動減衰に関する研究とともに、新設中の実験水槽を用いて鋭意研究を進めてゆくつもりである。

この論文は前述したようにこれから遂行していく波高減衰に関する研究の一端であって、とくに実験水槽が完成していないので、実験結果にもとづく本質的な議論が進められないことから、むしろ、こうした研究に対する一つの紹介というべきものである。したがって、とりあえず境界層に対する考察においては、もっぱら Lamb の解を適用することにして波高減衰を計算した場合には、どのような結果になるかということを示すとともに、Savage²⁰⁾ の実験結果や Bretschneider²¹⁾ の現地観測の資料などと比較して若干の考察を行なう。さらにまた同じ手法によって傾斜した海岸における波高減衰を考察して二、三の実験的な図表を示して参考に供したいと思っている。

2. 静水中の振動板における層流境界層の発達

前述したように波動運動にともなう境界層を静水中における振動板の場合と類似なものとして考えることにはかなりの本質的な問題点があるものと考えられるが、波動運動の場合に対して、たとえば Kestin, Marder および Wang²⁰⁾ らのような方法によって Navier-Stokes の方程式を解くことにしても、結局数値解法によらざるを得ないので、いまのところではきわめて困難といわねばならないであろう。したがって、ここでは Lamb の解の他に波動運動にいま少し近似した模型を考え、そうした場合のせん断応力の分布について簡単に考察することにしよう。

(1) Lamb¹⁵⁾ の解

静水中におかれた平板上の層流境界層で板が時間の関数として動く場合には、板の動く方向に x 、それに直角に z をとり、 x 方向の流速成分を u とすれば、 x 方向に流速および静圧が変化しないとした場合は運動方程式は

次式であたえられる。

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

ここに、 t は時間であり、 ν は動粘性係数である。

境界条件として $z=0$ において $u=A \sin \frac{2\pi}{T} t$ 、および $z=\infty$ において $u=0$ を満足する解は容易に得られ、そのときのせん断応力 τ は次式であたえられる。

$$\tau/\rho = 2\pi\nu\sqrt{\frac{\nu}{T}} A \sin\left(\frac{2\pi}{T} t - \frac{\pi}{4}\right) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 ρ は水の密度であり、 A は振幅をあらわし、また T は周期である。

(2) 一つの模型

Lamb が取り扱った場合をもとにして、いま少し波動運動の場合に近い模型を考えた場合の(2)式に対応した関係を求めることにする。前述した場合は平板上の流速を時間のみの関数として与えたのであるが、波動が進行することに留意して $z=0$ における流速を

$$u = A \sin 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right) \dots\dots\dots (3)$$

であらわした場合を考察することにする。ここに L は波長をあらわす。この場合の運動方程式は z 方向の流速成分 w が十分小さく、また静圧の変化も十分小さいものと仮定すれば、次式であたえられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \dots\dots\dots (4)$$

(3) 式であらわされる境界条件のもとに、上式をとくことは困難であるので、前述したように、さしあたり(2)式であたえられるせん断応力にくらべて、こうした場合はどうなるかということに主眼をおくことにして、きわめて粗雑な取扱いのもとに検討することにする。そのために、いま

$$2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right) = \eta \dots\dots\dots (5)$$

として(4)式を変形すれば、つぎのようにあらわされる。

$$-\frac{\partial U}{\partial \eta} = 4a \frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} + a \frac{\partial^2 U}{\partial \zeta^2},$$

$$a = \frac{\nu}{2\pi L(c-u)} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $U = u/A$ 、 $\zeta = z/L$ であり、また $c = L/T$ である。こうすれば(3)式であらわされる境界条件は $\zeta=0$ において $U = \sin \eta$ ということになるが、一般には(6)式を解くことができない。したがって、いま近似的に a を η および ζ に対して定数であるとして取扱うことにすれば、(6)式の解はつぎようになる。

$$U = \exp \left\{ - \left(4 + \frac{a_1^2}{4} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (a_1^2/16)}} \right)^{1/2} \zeta \right\} \\ \cdot \sin \left\{ \eta - \left(4 + \frac{a_1^2}{4} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + (a_1^2/16)}} \right)^{1/2} \zeta \right\} \quad (7)$$

ここに、 $a_1 = 1/a$ であって、(6)式における a の値から

明らかなように、一般に a_1 はきわめて大きい値となる
ことがわかる。したがって、簡単のために a_1 が十分大
きいものとし、さらに a の中にふくまれている u とし
て $x=0$ における値を用いることにすれば、せん断応力
はつぎのようにあらわされる。

$$\tau_x = 2\pi \sqrt{\frac{\nu}{T^3}} A \left\{ 1 - \frac{A \sin \tau}{C} \right\}^{1/2} \cdot \sin \left(\tau + \frac{\pi}{4} \right) \dots\dots\dots (8)$$

この結果と (2) 式であらわされる Lamb の解と比較
して $\{1 - (A/C) \sin \tau\}$ であらわされる係数がかかって
いることから、(2) 式であらわされる値よりも大きくな
るときと、小さくなるときとが周期的に変化することが
わかる。

3. 層流境界層にもとづく波高減衰

前節で述べた波動運動に類似した現象における層流境
界層の発達に関する結果をそのまま適用して、波高減衰
を考察することにしよう。まず最初に水深が一定の場合
の摩擦による波高減衰を考察し、また実験結果との比較
においては、浸透の効果も考える必要があることから、
そうした両者を考慮した場合についても述べる。つづい
て水深が距離とともに直線的に変化する場合に対しても
同様な方法で考察した結果について説明する。

(1) 水深が一定の場合

いま海底摩擦による波高減衰を計算するための第一次
近似として、波はパーマメント型の微小振巾波理論にも
とづくものを用い、さらにエネルギー保存則を適用する
にあたっては一周期についての平均値について考えるこ
とにする。そうして波動運動においてはエネルギーが群
速度で輸送されるという周知の事実に着目して、エネル
ギーの保存則をあらわせば、つぎの関係が得られる。

$$\frac{d}{dx} (C_g E) = \bar{E} \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 E は波のエネルギーであり、 C_g は群速度をあ
らわし、また $\bar{E}$ は一周期についての平均の単位時間当
りの損失エネルギーであり、たとえば海底摩擦による場合
は次式であらわされるものである。

$$\bar{E}_f = \frac{2}{T} \int_0^T \tau \bar{u} \, dt \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 $\bar{u}$ は摩擦によるエネルギー損失を計算する場合
の代表流速である。さて (10) 式の右辺におけるせん断
応力として (2) 式の関係を用いることにすると、この場合
浅海波においては海底の粒子速度が u_b が

$$u_b = \frac{\pi}{T} \left(\frac{1}{\sinh 2\pi h/L} \right) \sin 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right) \dots\dots (11)$$

であたえられることから、これを代表流速 $\bar{u}$ として用い
ることにし、両者の運動における類似を考えて $A = (\pi/T)/\sinh(2\pi h/L)$ とし、さらに (11) 式におけるある x の

値、たとえば $x=0$ での平均値を考えることにして (10)
式を計算すれば、つぎようになる。

$$E_f = (\pi^2/2) (\rho \nu / T^2) \sqrt{(\pi/\nu T)} H^2 / \sinh^2(2\pi h/L) \dots\dots (12)$$

ここに、 h は水深をあらわし、また H は波高である。

また浅海波のエネルギーが $(1/8) \rho g H^2$ であたえられ
ることから、(12) 式の関係とともに (9) 式に代入すれば
結局つぎの関係がえられる。

$$\frac{1}{H^2} \frac{dH^2}{d(x/L)} = -4 \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} \pi^2 \left(\frac{L}{g T^2} \right) \cdot \left(\frac{\nu}{C_g \sqrt{\nu T}} \right) \frac{1}{\sinh^2(2\pi h/L)} \dots\dots\dots (13)$$

したがって、上式中の C_g に浅海波の場合の関係を代入
し、 $x=0$ において $H=H_0$ であるとして積分すれば、
つぎの関係が得られる。

$$\left(\frac{gL^3}{\nu^2} \right)^{1/4} \left(\frac{L}{x} \right) \log_e \left(\frac{H}{H_0} \right) = \sqrt{2} \pi (2\pi)^{3/4} \cdot \frac{\left\{ \tanh \left(\frac{2\pi h}{L} \right) \right\}^{3/4}}{\left\{ 1 + 4\pi \frac{h}{L} \operatorname{cosech} \left(\frac{4\pi h}{L} \right) \right\} \sinh^2 \left(\frac{2\pi h}{L} \right)} \dots\dots\dots (14)$$

この結果によれば、層流境界層を仮定した場合、波高は
距離とともに対数的に減少することがわかる。なお上式
において $h/L \ll 1$ の場合に対しては、

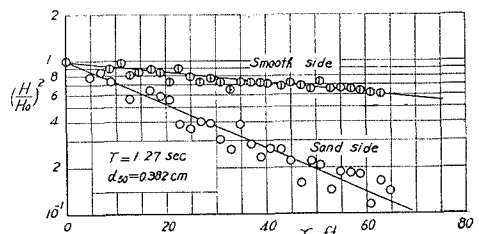
$$\left(\frac{gL^3}{\nu^2} \right)^{1/4} \left(\frac{L}{x} \right) \log_e \left(\frac{H}{H_0} \right) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{h}{L} \right)^{-5/4} \dots\dots\dots (15)$$

となる。一方、通常海底においては一般に浸透現象が
多少とも存在するわけであるから、こうした場合につい
ても考察する必要があるし、また後述する実験結果との
比較においても考慮すべきであるから、ここでは簡単に
つけ加えておくことにしたい。Putnam⁽¹¹⁾ によれば、砂
層の厚さが波長の 0.3 倍以上のとき、浸透による単位面
積当り単位時間のエネルギー損失 $\bar{E}_p$ は次式によってあ
たえられる。

$$\bar{E}_p = \pi k \rho g H^2 / L \cosh^2(2\pi h/L) \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 k は砂層の透水係数である。こうした浸透効果
と摩擦によるエネルギー損失の両者を考えた場合は、

図一 波高減衰の実験結果の一例 (Savage による)

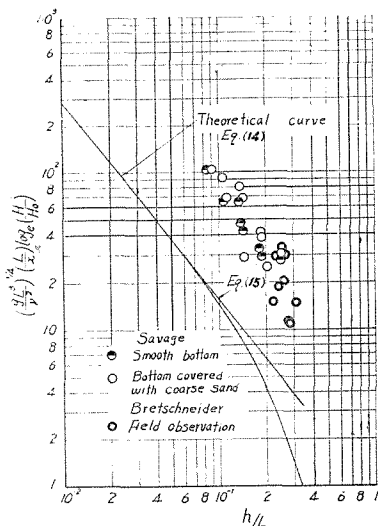


(12) 式と同様に (16) 式の右辺が H^2 に比例することから
(14) 式と全く同様にあらわされ、結局つぎのようにな
る。

$$\left(\frac{gL^3}{\nu^2}\right)^{1/4} \left(\frac{L}{x}\right) \log_e \left(\frac{H}{H_0}\right) = \sqrt{2} \pi (2\pi)^{3/4} \cdot \left\{1 + \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{k^2 T}{\nu}} \tanh(2\pi h/L)\right\} \cdot \frac{\{\tanh(2\pi h/L)\}^{3/4}}{\left\{1 + \frac{4\pi h}{L} \operatorname{cosech}(4\pi h/L)\right\} \sinh^2(2\pi h/L)} \dots (17)$$

つぎに以上の考察を実験結果に適用した結果について述べよう。図-1 は Savage の波高減衰に関する実験結果を片対数紙に図示しなおしたものである。この場合はかなり浸透効果があるものと考えられる場合であって、これから明らかなように、波高は距離とともに直線的に減少することがわかる。この事実は後述するように実験値がほとんど層流境界層であることから、前述した理論的考察の結果と一致しているわけであって、興味深いことといえよう。もっともこれらの実験結果は 1.5ft

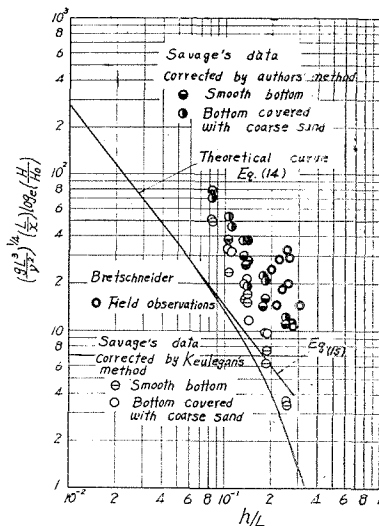
図-2 波高減衰に関する実験結果と理論曲線との比較 (1)



あるいは 0.75 ft の巾の水槽によって実験したものであるから、当然側壁の効果が介入しているわけであるが、この点については後述するつもりである。

図-2 は (14) 式であらわされる関係を用いて Savage による滑面水路床の場合および粗い砂を敷いた場合に対する実験結果を整理したものである。この場合、前述したように水槽の側壁の効果が入っているわけであるが、実験値は理論曲線と同様な傾向を示している。しかしながら大きさは非常に相違していることがわかる。つぎに図-3 は側壁の影響を、詳細はよくわからないが Savage の論文⁽¹⁰⁾ に示されている Keulegan の方法によって取り除いて理論曲線と比較したものである。また図中には同じ実験結果を、水槽側壁においても (2) 式の関係が成立するものと仮定して側壁の効果を除去して整理したものを一緒に示しておいた。これら両者の結果から明らかなように、こうした実験においては側壁の効果を

図-3 波高減衰に関する実験結果と理論曲線との比較 (2)



どうして取り除くかということが、きわめて重要な問題となるわけであるから、実験値と理論曲線を比較するにあたっては十分検討しなければならないことになる。

一方以上の実験値のすべてに対して、振動板における境界層の層流から乱流への遷移について実験した Manohar の結果を適用して検討したところによれば、十分層流であることがわかった。こうした事実とあいまって図-2 および 3 に示した実験結果を理論曲線との比較において両者が同じ傾向を示していることは興味深いことであろうが、前述したように大きさの点における相違は境界層の解析が不十分であることおよび実験結果に対する検討が明確でないなどの理由によるものと考えられる。とくに前述した側壁の効果をどのように取り扱うかということに対しては、きわめて多くの問題点をもっているわけであるから、境界層の解析とともに今後大いに研究を進めていくつもりである。

なお、図-2 および 3 には、Bretschneider による現地観測の結果を同様に整理して図示しておいた。この場合観測は約 15000 ft 離れた 2 点の波高を測定してあることから、その間の波高変化を対数的であると仮定して計算した。この結果によれば、かなり実測値が大きくあらわれているようであるが、これはまず Manohar の結果を参考にして検討したところによれば、境界層は層流であると考えられないようであること、および Bretschneider が言っているように流動状態の海底であることなどの理由によるのであろうが、くわしいことは明確ではない。

以上はせん断応力に対する関係として (2) 式を用いた場合であるが、つぎに (8) 式を適用した場合について簡単に述べよう。まず (8) 式を (10) 式に代入して積分することは一般に困難であるので、 $(A/C) \sin \theta \ll 1$ として

近似的に積分した結果はつぎのようになる。

$$\bar{E}_f = (\pi^2/2)(\rho\nu/T^2)\sqrt{(\nu/T)} \quad (18)$$

したがって、この結果によれば $\bar{E}_f$ の値は若干 (12) 式よりも大きくなるのがわかる。いま上式を (9) 式に代入して (14) 式に対応した結果を導けば、つぎの関係が得られる。

$$\begin{aligned} & \left(\frac{gL^3}{\nu^2} \right)^{1/4} \left(\frac{L}{x} \right) \left[\log_e \left(\frac{H}{H_0} \right) - \frac{1}{32} \frac{\{\coth^4(2\pi h/L)\}}{\sinh^2(2\pi h/L)} \right] \\ & \cdot \log_e \left\{ 1 + \frac{1}{16} \left(\frac{H}{L} \right)^2 \frac{\coth^4(2\pi h/L)}{\sinh^2(2\pi h/L)} \right\} \left\{ 1 \right. \\ & \left. + \frac{1}{16} \left(\frac{H_0}{L} \right)^2 \frac{\coth^4(2\pi h/L)}{\sinh^2(2\pi h/L)} \right\}^{-1} = \sqrt{2} \pi (2\pi)^{3/4} \\ & \cdot \frac{\{\tanh(2\pi h/L)\}^{5/4}}{\left\{ 1 + \frac{4\pi h}{L} \operatorname{cosech}(4\pi h/L) \right\} \sinh^2(2\pi h/L)} \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

この結果と実験値との比較はつぎの機会に発表したいと考えているが、一般に上式左辺カッコ内の第 2 項はかなり小さいと考えられるから、(14) 式であらわされる結果と比較してあまり変わらないであろう。

(2) 水深が距離とともに直線的に変化する場合

ここでは水深が距離とともに直線的に変化する場合に、以上と全く同様な手法を適用した結果について述べる。水深が変化する海岸における波動運動は理論的にはあまり明確ではなく、実際の立場から一般にはすべての損失エネルギーがない場合、群速度で輸送されるエネルギー EC_g が一定であるとして考察しているようであり、また実験的にも Iversen²¹⁾ がくわしく検討している。したがって、ここでは Putnam および Johnson⁹⁾ あるいは Iversen²¹⁾ らが行なったように、波の進行にともなって水深が一定の場合と同様に (9) 式の関係が成立するものとし、さらにこの場合の波動理論としては水深一定の場合の結果がそのまま適用できるものと仮定して考察することにする。

一般には水深が距離とともに複雑に変化するわけであるが、いま簡単のために

$$h = -\alpha x + h_0, \quad \alpha > 0 \dots\dots\dots (20)$$

であたえられる場合を対象とする。ここに α は海底の勾配をあらわし、また h_0 はある基準点 $x=0$ における水深をあらわす。したがって、また当然群速度 C_g は x の関数となるから、

$$2\pi h/L = \xi \dots\dots\dots (21)$$

として、 $\bar{E}_f$ を水深が一定の場合と同様に取り扱い、さらに海底勾配が十分小さいものとすれば、(9) 式は結局つぎのようにあらわされる。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{H^2} \frac{dH^2}{d\xi} + \frac{d}{d\xi} \left\{ \log_e (1 + 2\xi \operatorname{cosech} 2\xi) \tanh \xi \right\} \\ & = - \frac{4\pi\nu}{\alpha g T} \sqrt{\frac{\pi}{\nu T}} \\ & \cdot \frac{\tanh \xi + \xi \operatorname{sech}^2 \xi}{(1 + 2\xi \operatorname{cosech} 2\xi) \tanh \xi \sinh^2 \xi} \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

この式はまた簡単に積分されて、 $\xi = \xi_0$ において $H = H_0$ とすれば、つぎの関係が得られる。

$$\begin{aligned} \log_e \left(\frac{H}{H_0} \right) &= -K \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{\tanh \xi + \xi \operatorname{sech}^2 \xi}{(1 + 2\xi \operatorname{cosech} 2\xi) \tanh \xi \sinh^2 \xi} d\xi \\ & - \frac{1}{2} \log_e \left\{ (1 + 2\xi \operatorname{cosech} 2\xi) \tanh \xi \right\} \\ & \cdot \{ (1 + 2\xi_0 \operatorname{cosech} 2\xi_0) \tanh \xi_0 \}^{-1} \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

ここに、

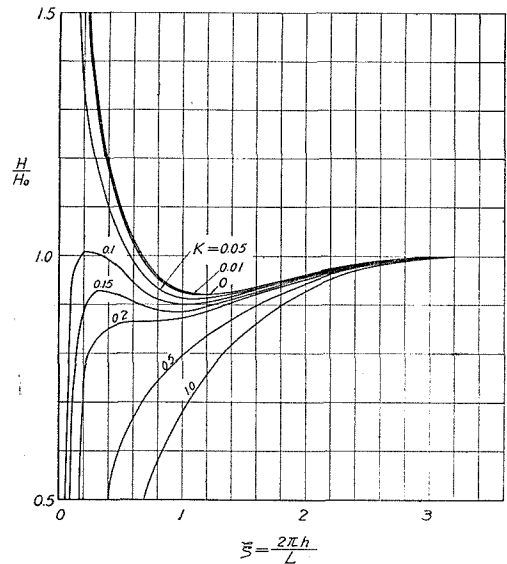
$$K = 2\pi\sqrt{\pi} (\nu/g^2 T^3)^{1/2} \dots\dots\dots (24)$$

である。さらに、また海底の浸透効果を考慮した場合には、つぎの関係が得られる。

$$\begin{aligned} \log_e \left(\frac{H}{H_0} \right) &= -K \int_{\xi_0}^{\xi} \left\{ 1 + \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{k^2 T}{\nu}} \tanh \xi \right\} \\ & \cdot \frac{(\tanh \xi + \xi \operatorname{sech}^2 \xi)}{(1 + 2\xi \operatorname{cosech} 2\xi) \tanh \xi \sinh^2 \xi} d\xi \\ & - \frac{1}{2} \log_e \left\{ (1 + 2\xi \operatorname{cosech} 2\xi) \tanh \xi \right\} \\ & \cdot \{ (1 + 2\xi_0 \operatorname{cosech} 2\xi_0) \tanh \xi_0 \}^{-1} \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

以上の結果のうち (23) 式によれば、この場合の波高減衰は海底勾配および波の周期などが一つのパラメーター K によってあらわされていることから、きわめて都合がよい。いま (23) 式中の ξ_0 として深海波に対応した値と

図-4 H/H_0 と ξ との関係



して $\xi_0 = \pi$ を用い、 H/H_0 と ξ との関係を K をパラメーターとして図示すれば、図-4 のようになる。一方、浅海波における波速をあたえる関係から図-5 に示すような h/gT^2 と $h/L = \xi/2\pi$ との関係が得られるわけであるから、結局 H/H_0 に対して h/gT^2 と K とによってあらわされることがわかる。図-4 から明らかなように、 K の値が 0.2~0.5 付近になると、海底が傾斜しているにもかかわらず損失エネルギーが大きくなることから、波高は単調に減少することがわかる。なお、これら

の結果を、たとえば Iversen²¹⁾ による実験結果と比較することはかなり興味があるが、つぎの機会にしたいと考えている。

4. 結 語

以上、海底摩擦による波高減衰に関する研究をすすめるにあたっては、まず波動運動にともなう境界層の解析がきわめて重要であることを述べ、さらにまたそうした目的に対しては従来測定上の困難さのため直接適格な実験が行なわれておらず、したがってまづ今後の研究にまたねばならないことを説明した。一方そうした現状においてもきわめて近似的な方法をとることにして、せん断応力の関係に Lamb の解を適用し、こうした場合の波高減衰をなるべく一般的に取り扱った若干の結果について述べた。くわしい議論は今後詳細な実験を行なって検討すべきことはいうまでもないが、一応以上の取り扱いによる計算も二、三の興味ある結果を示すことがわかった。われわれは今後このような問題に対して根本的な研究を進めて、波動現象における摩擦機構を適格に解明していくよう努力してゆきたいと考えている。

最後に、こうした研究を進めていくにあたり終始御指導を賜っている石原藤次郎教授および岩垣雄一教授に厚く謝意を表する。

参 考 文 献

1) Bretschneider, C. L.: Hurricane Design Wave Practices, Proc. ASCE, Vol. 83, WW 2, May (1957), pp. 1238-1~33.

- 2) 永井荘七郎・久保弘一：伊勢湾台風時の愛知県および三重県北部海岸における最大波浪の推定，土木学会誌，第45巻，5号，35. 5., pp. 15~25.
- 3) Sverdrup, H.U. and Munk, W.H.: Wind, Sea and Swell; Theory of Relations for Forecasting, U.S. Hydrographic Office, pub. No. 601, (1947).
- 4) Bretschneider, C.L.: The Generation and Decay of Wind in Deep Water, Trans. AGU, Vol. 33, (1952), pp. 381~389.
- 5) 国司秀明：風波に関する最近の研究，海岸工学の最近の進歩，土木学会関西支部，昭36. 3., pp. 198~217.
- 6) 土木学会：海岸保全施設設計便覧，昭 32. 8., p.9
- 7) Lamb, H.: Hydrodynamics, 6th Edition New York, Dover Publications, (1945), p. 623.
- 8) Hough, S.S.: On the Influence of Viscosity on Waves and Currents, Proc. London Mathematical Society, Vol. XXVIII, (1896), pp. 264-288.
- 9) Putnam, J.A. and Johnson, J.W.: The Dissipation of Wave Energy by Bottom Friction, Trans. AGU, Vol. 30, (1949), pp. 67-74.
- 10) Savage, R.P.: Laboratory Study of Wave Energy by Bottom Friction and Percolation, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 31, (1953).
- 11) Putnam, J.A.: The Dissipation of Wave Energy by Flow in a Permeable Sea Bottom, Trans. AGU, Vol. 30, (1949).
- 12) 岸力：海岸堤防に関する研究 (5)，海底まきつによる浅水波のエネルギーの散逸，土木研究所報告，第93号の 1，昭29. 7.
- 13) Bretschneider, C.L.: Field Investigation of Wave Energy Loss of Shallow Water Ocean Waves, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 46, (1954).
- 14) Iwasa, Y.: Attenuation of Solitary Waves on a Smooth Bed, Trans. ASCE, Vol. 124, (1959), pp. 193-206.
- 15) Lamb, H.: Hydrodynamics, 6th Edition, New York, Dover Publications, (1945), p. 619.
- 16) Huon Li: Stability of Oscillatory Laminar Flow near an Oscillating Wall, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 47, (1954).
- 17) Manohar, M.: Mechanics of Bottom Sediment Movement due to Wave Action, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 47, (1954).
- 18) Kalkanis, G.: Turbulent Flow near an Oscillating Wall, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 97, (1957).
- 19) Longuet-Higgins, M.S.: Mass Transport in Water Waves, Phil. Trans. of Royal Soc., London, Series A, No. 903, Vol. 245, (1953), pp. 535-581.
- 20) Schlichting, H.: Boundary Layer Theory, McGraw-Hill Book Company, Inc., (1960), p. 234.
- 21) Iversen, H.W.: Waves and Breakers in Shoaling Water, Proc. of 3rd Conference on Coastal Eng., (1952), pp. 1-12.