

山口大学工学部 正会員 金山 和雄  
 日本国有鉄道 正会員 〇有 木 敏 幸  
 山口大学工学部 正会員 藤 平 輝 男

**1 まえがき** わが国の海岸には数多くの透水性の構造物が見られる。消波工、離岸堤、滑り堤などである。私達はこれらの構造物のうち水流を容易に透過させる、いわゆる透水性の構造物について研究を進めた。これらに関する多くの研究が見られる様になったが、実験を主としたものが多い様である。これらの構造物に波が入射すれば構造物内部の水流はもはや透水係数の概念では説明できない乱流状態を呈するものとする。そこで透水係数の概念を導入して透水体内の波を抵抗を受けながら進行する波とおよがせて以下の理論を展開した。特に抵抗係数が場所的に変化する事を考慮してその函数形を決定し興味ある結果を得たのでここに報告する。

**2 理論的考察** 座標を Fig. 1 の様に定義する。

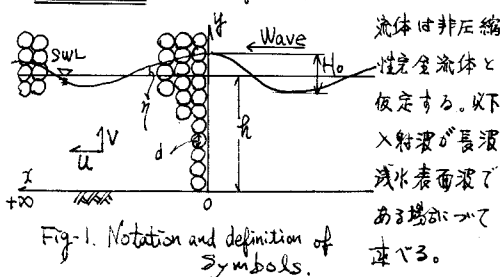


Fig. 1. Notation and definition of symbols.

**2-1 入射波が長波の場合。**

運動方程式、連続の式は以下で与えられる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - f u \quad (1), \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (2),$$

ここに  $g$  は重力加速度、 $f$  は抵抗係数である。一般に  $f$  は  $x$  の函数であるが解析的に解くために  $f = \text{const}$  とし、それを  $f = F(x)$  の場合まで拡張して考察する。

(1), (2) 式を境界条件

$$x=0 \text{ とき } \eta = \frac{H_0}{2} \gamma (e^{i\omega t}), \quad x=\infty \text{ とき } \eta = 0 \quad (3).$$

の下で解くと  $\eta, u, v$  に対して次式を得る。

$$\eta = \frac{H_0}{2} e^{-mx} \sin(\omega t - nx) \quad (4).$$

$$u = \frac{H_0 \omega e^{-mx}}{2 h \sqrt{h^2 + f^2}} \Delta \sin\left\{\omega\left(t + \frac{x}{\omega}\right) - nx\right\} \quad (5).$$

$$v = \frac{H_0 \omega}{2 h} y e^{-mx} \cos(\omega t - nx) \quad (6).$$

$$m = \frac{1}{h} \sqrt{\frac{g^2}{2g h} \left\{ 1 + \left(\frac{f}{g}\right)^2 \right\} + 1} \quad (7).$$

$$\alpha = \tan^{-1}(m/n) \quad (8)*$$

\* 一般の波と同様にすくは透水体内の水粒子の軌跡も容易にあらわされる (スライドに示す)。

**2-2 入射波が浅水表面波の場合。**

$u$  が  $x, y, t$  の函数となるため (1), (2) 式は厳密せず  $\bar{u}$  を用い、すくは基本方程式は次式となる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - f \bar{u}, \quad (9), \quad \frac{\partial \eta}{\partial t} + h \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0 \quad (10).$$

ここには  $u = \bar{u} n h \omega \cos m y / \sinh n h$  である。

長波の場合と同様に考えよと  $\eta, u, v$  に対して次式を得る。

$$\eta = \frac{H_0}{2} e^{-mx} \sin(\omega t - nx).$$

$$u = \frac{H_0 \omega e^{-mx} \cosh n y}{2 (h^2 + f^2) \sinh n h} [m \cos(\omega t - nx) + n \sin(\omega t - nx)] \quad (11)$$

$$v = \frac{H_0 \omega}{2} e^{-mx} \frac{\sinh n y}{\sinh n h} \cos(\omega t - nx) \quad (12).$$

次によ式を用いて Longuet-Higgins の質量輸送速度理論を適用すれば透水体内内部の質量輸送速度も容易に算出される。水粒子の軌跡と並にスライドを用いて示す。

**3 実験的考察。**

**3-1 実験装置とその方法** 実験に用いた造波機はう

ろ、A-型で水槽の大きさは  $0.7 \times 0.7 \times 20 \text{ m}$  である。

波高計は容量型のもので水面変位を60ヘルツ・サンプリングに記録させた。実験に供したガラス球は三種、前面水深、入射波  $\eta/L$ 、実験総数

|              |               |        |        |
|--------------|---------------|--------|--------|
| ガラス球直径       | 1.2 cm        | 1.6 cm | 2.3 cm |
| 前面水深         | 35 cm         | 30 cm  | 25 cm  |
| 入射波 $\eta/L$ | 0.008 ~ 0.106 |        |        |
| 実験総数         | 600           |        |        |

3-2 抵抗係数の決定。抵抗に関する値を透水体内  
内部において実験値と式(2)により決定し、それと  $H/L$ ,  
 $\beta/L$ , 等との関係を考察し最終的に最適無次元値として  
 $H_0^2 \beta/L^2 X$  を得た。これと  $m$  の関係を示したものの一部  
が Fig-2 である。

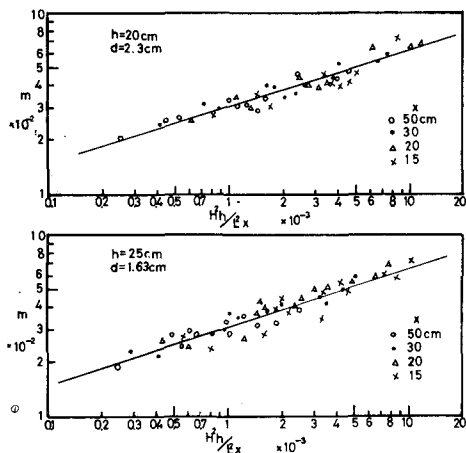


Fig-2 Relationship between  $m$  and  $H_0^2 \beta/L^2 X$

これによると両対数紙上ではほぼ直線関係にある事より  
両者の関係は次式と近似できる。

$$m = \alpha X^\beta \quad X = H_0^2 \beta/L^2 X \quad (43)$$

次に  $\alpha$ ,  $\beta$  と各物理量との関係を考察し Fig-3 を得た。  
Fig-3 より  $\alpha$ ,  $\beta$  に関する式式を得る。

$$\alpha = 0.008133 (\beta/d^2) + 0.2501, \quad (44)$$

$$\beta = 0.002562 (\beta/d) + 0.2861, \quad (15)$$

より

$$f/\delta = \sqrt{\left\{ \frac{128h}{\delta^2} m^2 + 1.0 \right\}^2 - 1.0} \quad \text{と } \beta \text{ の波高 } H_0, \text{ 波長 } h, d$$

より、 $T$  が与えられれば場所の変化を考慮した抵抗係数が

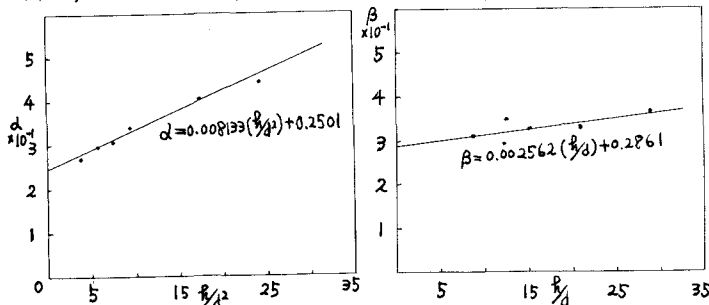


Fig-3 Relationship between  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $h/d$  and  $h/d^2$

一義的に求まり、透水体内の水理諸量を計算される。

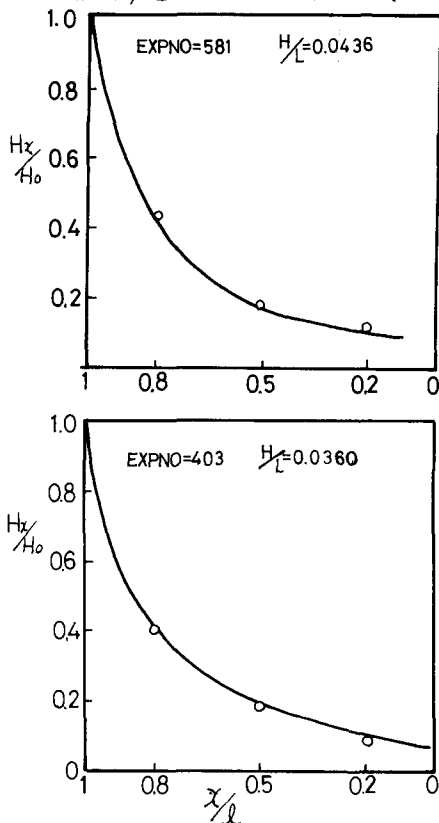


Fig-4 Relationship between  $Hx/H_0$  and  $x/L$

Fig-4 は先に求めた抵抗係数を(4)式に用いて透水体内の氷  
面形状を計算し、波高の成長を示し実験値と対比したもの  
のである。このような波形状配の大きい範囲では理論  
と実験は非常に良く対応する事が言える。紙面の都合  
上計算の一部のみ示したが、対応が良好である事から  
他の水理諸量も精度良く推算できる。

それらについてはスライドを用  
いて説明する。

#### 4 おまけ

この研究の次の実を明らかにした。

(1) 場所の変化を考慮した非定常  
状態の下での透水体の流体抵抗  
を明らかにした。

(2) 透水体内の水理諸量を推  
算できた。特に  $\beta$  において日  
実験値との対応が良くあった。