

水中繫留平板運動及消波特性的數值分析

周宗仁¹ 翁文凱² 陳明宗³ 黃一平⁴

摘要

本研究在微小振幅波理論範圍下，以邊界元素法為數值計算方法，探討二維水中繫留平板受規則波作用時所引起的運動及其消波特性；理論推導時，假設繫留平板受波浪作用所引起的運動為一微小且與入射波同週期的簡諧運動，因此可藉以推導出繫留平板的一階運動學邊界條件，而在繫留索的考慮上，則假設繫留索為一直線且具有固定彈性係數的彈力索，平板兩端可分別受不同彈性係數或繫留角度的彈力索繫留。由於繫留平板的長度、沒水的深度以及繫留索的彈性係數皆會影響其消波效果，因此本研究在進行數值計算時，針對不同彈性係數的繫留索探討各種平板長度及沒水深度時的消波效果以及平板的運動。

1 前言

固定式及繫留式之沒水平板、潛體、半潛體、孔隙水平板及彈性膜消波結構物的研究係導源於波之分裂變形現象，因波浪通過繫留結構物時，而使波形分裂，產生較短之波與原波形重疊後，會使週頻率變大，波長變短，而產生一種較短週期波，能有效分散波的能量及降低水面波動振幅，達到減低透過率的消波效果。

井島、尾崎、江口、小林^{[1][2]}(1970、1971)以領域分割法，在微小振幅波理論下，推導垂直岸壁前靜水面處水平板及不透水固定潛堤所引起之波浪透過反射情形、波形變化及波壓分佈理論解。井島、田淵、湯村^[3](1972)以數值方法，探討有限振幅波下繫留柱狀浮體的運動狀況及自由浮體之運動和強制圓柱運動所產生之波力作用。木原^[4](1975)、小舟^[5](1978)以數值與實驗方法探討矩形斷面浮體受波浪作用時，自由浮體之運動情況及非對稱繫留浮體的繫留力與運動振幅。井島、吉田、山本^[6](1978)以數值、實驗方法對任意斷面之繫留浮體，進行二次元繫留物體之運動振幅探討及波的變形研究。渡邊^[7](1978)，考慮波浪作用於繫留圓筒形浮體時，繫留浮體之運動狀況及所受之

¹ 國立海洋大學河海工程研究所教授

² 國立海洋大學河海工程學系副教授

³ 國立海洋大學河海工程研究所博士班研究生

⁴ 國立海洋大學河海工程研究所碩士

索張力大小。井島、永田、小山^[8](1982)以數值解析方法探討非定常有限振幅運動下，水中繫留物體隨時間變化，其水平、鉛直及回轉運動狀況及水面變化情形。藤田等^[9](1983)以實驗模式對繫留及自由矩形構造物運動狀況進行研究。周、翁、井島^[10]

^[11](1987)以邊界元素法進行有限振幅波對潛水固定水平板引起波浪分裂的理論研究，以及在微小振幅波理論下，探討繫留水平板的運動振幅。岳、姚、周^[12](1989)亦利用邊界元素法將求得之有限振幅波速度式代入Bernoulli方程式，探討固定水平板對垂直壁減壓之影響情形。往昔眾多學者皆止於探討半潛式浮式物體，即繫留物如圓柱體、圓筒、方形塊、矩形塊、任意形狀物體等皆露出物體水面，而非沒於水中之物體，對於研究水中繫留物於波浪進行中所造成之影響程度及消波效果較少被探討，因而本研究擬探討水中繫留板消波狀況，並考慮繫留索之彈性係數、繫留之角度、繫留平板寬度及設置水深為主要影響因子，分別探討各物理量之間的相互關係與其對透過率之影響程度。

2 理論分析

2.1 基本假設

如圖2.1所示在一定水深 h 的海域中，有板寬為 l ，厚度為 d 的平板消波結構物，水平繫於水面下 qh 處。在其重心之下分別以A、B兩點為繫留點，以彈性係數分別為 K_A 、 K_B 之彈性鋼索固定於海底C、D處，繫留點與重心 $G(0, \bar{z}_0)$ 之垂距分別為 d_A 、 d_B ，與水底之垂距分別為 h_{OA} 、 h_{OB} ，與海底繫留處之水平距離分別為 l_{OA} 、 l_{OB} ，繫留角度分別為 θ_A 、 θ_B 。設定坐標軸之原點於靜水面上O點，向上定為正Z軸，向右定為正X軸，並假定繫留平板為剛體，其密度呈均勻分佈，以 ρ 表示，運動後其重心變為 $G'(x_0, z_0)$ 。

在距離繫留平板極遠 $(x \pm l)$ 處，設立兩個假想邊界面，而將流體領域分割成為(I)、(II)、(III)領域，（並假設海底及繫留平板均為不透水）。假定各領域內的流體運動均為非壓縮性、非粘性、且非旋轉性理想流體的微小振幅波運動，則其運動具有速度勢 $\Phi(x, z, t)$ ，當領域(I)有一振幅為 ζ_0 、週頻率為 σ 之簡諧入射波時，則各領域內的流體運動均應持有下式所示之速度勢 $\Phi(x, z, t)$ ，而其勢函數 ϕ 必滿足Laplace方程式。

$$\Phi(x, z, t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \phi(x, z) \exp(i\sigma t) \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2)$$

2.2 各領域內之勢函數

由於假定假想邊界面，設置在遠離繫留平板甚遠之處，而假定第(I)、(III)領域內之流體運動不受繫留結構物存在而引起的散射波影響，領域(I)之勢函數

$$\varphi_1(x, z) = \left[e^{ik(x-l)} + \Psi_1 e^{-ik(x-l)} \right] \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (3)$$

Ψ_1 為複數反射率， k 為滿足 $\sigma^2/g = kh \tanh kh$ 之根。

在假想邊界上 ($x=l$) 之勢函數及其向正 x 方向導函數

$$\varphi_1(l, z) = [1 + \Psi_1] \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (4)$$

$$\overline{\varphi}_1(l, z) = ik[1 - \Psi_1] \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (5)$$

領域(III)之勢函數

$$\varphi_3(x, z) = \Psi_2 e^{ik(x+l)} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (6)$$

Ψ_2 為複數透過率

而在假想邊界 ($x=-l$) 上之勢函數及其向 x 負方向導函數

$$\varphi_3(-l, z) = \Psi_2 \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (7)$$

$$\overline{\varphi}_3(-l, z) = -ik\Psi_2 \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (8)$$

領域(II)之速度勢

$$\Phi_2(x, z, t) = \frac{g\xi_0}{\sigma} \phi_2(x, z) \exp(i\sigma t) \quad (9)$$

當繫留水平板呈簡諧運動時，繫留水平板重心由 $G(0, \bar{z}_0)$ 移為 $G(x_0, z_0)$ ，若繫留水平板運動的水平、垂直和回轉角振幅分別為 ξ 、 η 及 ω (逆時針為正)，則關係式：

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= \bar{x}_0 + \xi e^{i\sigma t} \\ z_0 &= \bar{z}_0 + \eta e^{i\sigma t} \\ \delta &= \omega e^{i\sigma t} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

在微小振幅波作用下，繫留結構物運動之表面方程式為

$$\left. \begin{aligned} x &= \bar{x}_0 + (x - \bar{x}_0) + [\xi - \omega(z - \bar{z}_0)] e^{i\sigma t} \\ z &= \bar{z}_0 + (z - \bar{z}_0) + [\eta + \omega(x - \bar{x}_0)] e^{i\sigma t} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

2.3 邊界條件

(1) 自由水面

$$\bar{\phi} = \frac{\sigma^2}{g} \phi \quad (z=0) \quad (12)$$

(2) 不透水海底面

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad (z=-h) \quad (13)$$

(3) 假想邊界面 ($x=\pm l$)

能量流束連續條件

$$\left. \begin{aligned} \phi(l, z) &= \phi_1(l, z) \\ \phi(-l, z) &= \phi_3(-l, z) \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

質量連續條件

$$\left. \begin{aligned} \bar{\phi}(l, z) &= \bar{\phi}_1(l, z) \\ \bar{\phi}(-l, z) &= \bar{\phi}_3(-l, z) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

(4) 沒水繫留平板的表面運動

在微小振幅波運動下，沒水繫留平板表面上的勢函數為 $\phi(x, z)$ ，流體的壓力 p ；水面波形 ζ ；流體密度 ρ ， \mathbf{n} 為沒水表面的法線方向則其關係式：

$$p = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \rho g z \quad (16)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \frac{\partial \phi}{\partial x} \cos(n, x) + \frac{\partial \phi}{\partial z} \cos(n, z) \quad (17)$$

$$\cos(n, x) = dz/ds, \quad \cos(n, z) = -dx/ds \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial x} &= \frac{i\sigma^2}{g\zeta_0} \left[\xi - \omega(z - \bar{z}_0) \right] \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} &= \frac{i\sigma^2}{g\zeta_0} \left[\eta + \omega(x - \bar{x}_0) \right] \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

2.4 繫留結構物之運動方程式

假定水中繫留平板為均質材料，重心於形心位置，若繫留平板之質量 M ，慣性矩 I ，繫留平板因波浪作用而發生水平位移、垂直振動、旋轉振幅所產生之反力和反力矩分別為 P_x, P_z, T_θ ；靜水壓力所造成鉛直方向的回復力及回復力矩為 P_s, T_s ；繫留平板運動所造成之繫留張力在水平、垂直方向及繫留力矩分別為 F_x, F_z, M_θ ，將流體的摩擦力和繫留索運動對慣性質量之影響忽略；而得下列關係式：

$$\left. \begin{aligned} M \frac{d^2 x}{dt^2} &= P_x + F_x \\ M \frac{d^2 z}{dt^2} &= P_z + F_z + P_s \\ I \frac{d^2 \delta}{dt^2} &= T_\theta + M_\theta + T_s \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

繫留平板質量、慣性矩分別為：

$$\left. \begin{aligned} M &= l \times d \times \rho \\ I &= \frac{1}{12} M(l^2 + d^2) \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

當平板被彈性索繫於水中時，繫留平板受波浪之作用，而產生單位水平、垂直位移及旋轉角時所承受對應之水平、垂直方向的反力及力矩各以 $K_{xx}, K_{zx}, K_{\theta x}; K_{xz}, K_{zz}, K_{\theta z}; K_x \theta, K_z \theta, K_{\theta \theta}$ 表示之。則在微小振幅波作用下，繫留結構物之運動方程式可表示如下：

$$\left. \begin{aligned} M \frac{d^2 x}{dt^2} &= \int p \frac{\partial \bar{x}}{\partial n} ds - K_{xx}(x_0 - \bar{x}_0) - K_{xz}(z_0 - \bar{z}_0) - K_{x\theta} \delta \\ M \frac{d^2 z}{dt^2} &= \int p \frac{\partial \bar{z}}{\partial n} ds - K_{zx}(x_0 - \bar{x}_0) - K_{zz}(z_0 - \bar{z}_0) - K_{z\theta} \delta \\ M \frac{d^2 \delta}{dt^2} &= \int p \left[(x_0 - \bar{x}_0) \frac{\partial \bar{z}}{\partial n} - (z_0 - \bar{z}_0) \frac{\partial \bar{x}}{\partial n} \right] ds - K_{\theta x}(x_0 - \bar{x}_0) \\ &\quad - K_{\theta z}(z_0 - \bar{z}_0) - K_{\theta\theta} \delta \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

其中 $K_{xx}, K_x \theta \dots$ 之值與兩條不同之彈性係數 K_A, K_B 之關係依井島^{[3][6]}之表式為下列各式：

$$K_{xx} = K_A \cos^2 \theta_A + K_B \cos^2 \theta_B, \quad K_{zx} = K_A \sin \theta_A \cos \theta_A - K_B \sin \theta_B \cos \theta_B$$

$$K_{\theta x} = K_A \cos^2 \theta_A l_A \left(\frac{d_A}{l_A} - \tan \theta_A \right) + K_B \cos^2 \theta_B l_B \left(\frac{d_B}{l_B} - \tan \theta_B \right)$$

$$K_{xz} = K_A \sin \theta_A \cos \theta_A - K_B \sin \theta_B \cos \theta_B, \quad K_{zz} = K_A \sin^2 \theta_A + K_B \sin^2 \theta_B$$

$$K_{\phi} = K_A \sin^2 \theta_A d_A \left(\cot \theta_A - \frac{l_A}{d_A} \right) - K_B \sin^2 \theta_B d_B \left(\cot \theta_B - \frac{l_B}{d_B} \right)$$

$$K_{x\theta} = K_A \cos^2 \theta_A l_A \left(\frac{d_A}{l_A} - \tan \theta_A \right) + K_B \cos^2 \theta_B l_B \left(\frac{d_B}{l_B} - \tan \theta_B \right)$$

$$K_{x\theta} = K_A \sin^2 \theta_A d_A \left(\cot \theta_A - \frac{l_A}{d_A} \right) - K_B \sin^2 \theta_B d_B \left(\cot \theta_B - \frac{l_B}{d_B} \right)$$

$$K_{\theta\theta} = K_A l_A^2 \left(\frac{d_A}{l_A} \cos \theta_A - \sin \theta_A \right)^2 + K_B l_B^2 \left(\frac{d_B}{l_B} \cos \theta_B - \sin \theta_B \right)^2$$

$$\cos^2 \theta_A = \frac{1}{1 + (h_A / l_{OA})^2}, \quad \sin^2 \theta_A = \frac{(h_A / l_{OA})^2}{1 + (h_A / l_{OA})^2}$$

$$\cos^2 \theta_B = \frac{1}{1 + (h_B / l_{OB})^2}, \quad \sin^2 \theta_B = \frac{(h_B / l_{OB})^2}{1 + (h_B / l_{OB})^2}$$

2.5 積分方程式之分離化

將領域(II)之封閉曲線以線性元素，外圍以逆時針方向，內圍以順時針方向，全部以N個結點加以分割，每個元素以線性元素作為分離化元素，則元素內的物理量呈線性變化的特性，並將全體系坐標無次元坐標化，將其離散化整理得

$$\begin{aligned} \phi_i(\xi, \eta) + \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^N \int \Gamma_j [\phi_j(\xi, \eta) \cdot M_1 + \bar{\phi}_{j+1}(\xi, \eta) \cdot M_2] \frac{\partial}{\partial v} \ln \frac{1}{r} ds \\ = \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^N \int \Gamma_j [\bar{\phi}_j(\xi, \eta) \cdot M_1 + \phi_{j+1}(\xi, \eta) \cdot M_2] \ln \frac{1}{r} ds \end{aligned} \quad (23)$$

其中 M_1, M_2 為形狀函數： $M_1 = 1/2 (1 - \zeta)$ ， $M_2 = 1/2 (1 + \zeta)$

令

$$\frac{1}{\pi} \int \Gamma_j [\phi_j(\xi, \eta) \cdot M_1 + \bar{\phi}_{j+1}(\xi, \eta) \cdot M_2] \frac{\partial}{\partial v} \ln \frac{1}{r} ds = [h_{i,j}^1 h_{i,j}^2] \begin{Bmatrix} \phi_j \\ \bar{\phi}_{j+1} \end{Bmatrix} \quad (24)$$

$$\frac{1}{\pi} \int \Gamma_j [\bar{\phi}_j(\xi, \eta) \cdot M_1 + \phi_{j+1}(\xi, \eta) \cdot M_2] \ln \frac{1}{r} ds = [g_{i,j}^1 g_{i,j}^2] \begin{Bmatrix} \bar{\phi}_j \\ \phi_{j+1} \end{Bmatrix} \quad (25)$$

將(24)(25)式代入(23)式，再化為矩陣之形式

$$[\phi_i] = [0] [\bar{\phi}_i] \quad (26)$$

其中 $[0] = [H]^{-1}[G]$ 。 $[0]$ 為與邊界幾何形狀有關之係數矩陣，其值請參閱文獻 [13]

2.6 繫留平板的運動與繫留力

(1) 繫留平板的運動振幅

將 (10) (16) 式帶入 (22) 式求解聯立方程式得繫留平板的水平、垂直振幅與回轉角

$$\frac{\xi}{\zeta_0} = \frac{1}{R_1(\alpha_1\alpha_2 - K_{xz}K_{zx})} \times \left\{ \begin{aligned} & [S_1(K_{xz}K_{z\theta} + K_{x\theta}\alpha_2) + R_1\alpha_2] a_1 \\ & + [S_2(K_{xz}K_{z\theta} + K_{x\theta}\alpha_2) + R_1K_{xz}] a_2 \\ & + [S_3(K_{xz}K_{z\theta} + K_{x\theta}\alpha_2)] a_3 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$$\frac{\eta}{\zeta_0} = \frac{1}{R_1(\alpha_1\alpha_2 - K_{xz}K_{zx})} \times \left\{ \begin{aligned} & [S_1(K_{xz}K_{x\theta} + K_{z\theta}\alpha_1) + R_1K_{xz}] a_1 \\ & + [S_2(K_{xz}K_{x\theta} + K_{z\theta}\alpha_1) + R_1\alpha_1] a_2 \\ & + [S_3(K_{xz}K_{x\theta} + K_{z\theta}\alpha_1)] a_3 \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

$$\frac{\omega}{\zeta_0} = \frac{1}{R_1(\alpha_1\alpha_2 - K_{xz}K_{zx})} \times \left\{ \begin{aligned} & [S_1(\alpha_1\alpha_2 - K_{xz}K_{zx})] a_1 \\ & + [S_2(\alpha_1\alpha_2 - K_{xz}K_{zx})] a_2 \\ & + [S_3(\alpha_1\alpha_2 - K_{xz}K_{zx})] a_3 \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

將 (27) (28) (29) 式代入 (19) 式，可得繫留平板表面勢函數之導函數

$$\frac{\partial\phi}{\partial x} = -\rho\sigma^2 \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{R_1(\alpha_1\alpha_2 - K_{xz}K_{zx})} \left\{ \begin{aligned} & [S_1(K_{xz}K_{z\theta} + K_{x\theta}\alpha_2) + R_1\alpha_2] \int \phi_s \frac{\partial x}{\partial n} ds \\ & + [S_2(K_{xz}K_{z\theta} + K_{x\theta}\alpha_2) + R_1K_{xz}] \int \phi_s \frac{\partial z}{\partial n} ds \\ & + [S_3(K_{xz}K_{z\theta} + K_{x\theta}\alpha_2)] \int \phi_s \left[(x - \bar{x}_0) \frac{\partial z}{\partial n} - (z - \bar{z}_0) \frac{\partial x}{\partial n} \right] ds \end{aligned} \right\} \\ & - \frac{(z - \bar{z}_0)}{R_1} \left\{ S_1 \int \phi_s \frac{\partial x}{\partial n} ds + S_2 \int \phi_s \frac{\partial z}{\partial n} ds + S_3 \int \phi_s \left[(x - \bar{x}_0) \frac{\partial z}{\partial n} - (z - \bar{z}_0) \frac{\partial x}{\partial n} \right] ds \right\} \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = -\rho\sigma^2 \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{R_1(\alpha_1\alpha_2 - K_{xz}K_{zx})} \left\{ \begin{aligned} & [S_1(K_{xz}K_{x\theta} + K_{z\theta}\alpha_1) + R_1K_{xz}] \int \phi_s \frac{\partial x}{\partial n} ds \\ & + [S_2(K_{xz}K_{x\theta} + K_{z\theta}\alpha_1) + R_1\alpha_1] \int \phi_s \frac{\partial z}{\partial n} ds \\ & + [S_3(K_{xz}K_{x\theta} + K_{z\theta}\alpha_1)] \int \phi_s \left[(x - \bar{x}_0) \frac{\partial z}{\partial n} - (z - \bar{z}_0) \frac{\partial x}{\partial n} \right] ds \end{aligned} \right\} \\ & + \frac{(x - \bar{x}_0)}{R_1} \left\{ S_1 \int \phi_s \frac{\partial x}{\partial n} ds + S_2 \int \phi_s \frac{\partial z}{\partial n} ds + S_3 \int \phi_s \left[(x - \bar{x}_0) \frac{\partial z}{\partial n} - (z - \bar{z}_0) \frac{\partial x}{\partial n} \right] ds \right\} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

$\phi_s, \bar{\phi}_s$ 為繫留平板表面之勢函數值及其導函數值。

$$R_1 = (\alpha_1 \alpha_3 - K_{\alpha} K_{x\theta})(\alpha_1 \alpha_2 - K_x K_x) - (K_{\alpha} K_x + \alpha_1 K_{\alpha})(K_x K_{x\theta} + \alpha_1 K_{z\theta})$$

$$S_1 = \alpha_1 (K_x K_{\alpha} + \alpha_2 K_{\alpha}) \quad , \quad S_2 = \alpha_1 (K_{\alpha} K_x + \alpha_1 K_{\alpha}) \quad , \quad S_3 = \alpha_1 (\alpha_1 \alpha_2 - K_x K_x)$$

$$\alpha_1 = M\sigma^2 - K_x$$

$$\alpha_2 = M\sigma^2 - K_x$$

$$\alpha_3 = M\sigma^2 - K_{\theta\theta} - \int \rho g (x - \bar{x}_0) \left[(x - \bar{x}_0) \frac{\partial z}{\partial n} - (z - \bar{z}_0) \frac{\partial x}{\partial n} \right]$$

$$a_1 = i\rho g \zeta_0 \int \phi_s \frac{\partial x}{\partial n} ds$$

$$a_2 = i\rho g \zeta_0 \int \phi_s \frac{\partial z}{\partial n} ds$$

$$a_3 = i\rho g \zeta_0 \int \phi_s \left[(x - \bar{x}_0) \frac{\partial z}{\partial n} - (z - \bar{z}_0) \frac{\partial x}{\partial n} \right] ds$$

將繫留平板表面下、左、上、右側面分別以 N_{51} 、 N_{52} 、 N_{53} 、 N_{54} 個結點加以分割，並以 (30) 式、(31) 式為邊界條件，經分離化後，可表示為矩陣形式：

$$[\bar{\phi}_s] = [P][\phi_s] \quad (32)$$

$$[\bar{\phi}_s] = [\bar{\phi}_{51} \bar{\phi}_{52} \bar{\phi}_{53} \bar{\phi}_{54}]^T \quad , \quad [\phi_s] = [\phi_{51} \phi_{52} \phi_{53} \phi_{54}]^T$$

$[P]$ 為 (30) 式、(31) 式分離化後所得之係數矩陣。

ϕ_{51} 、 ϕ_{52} 、 ϕ_{53} 、 ϕ_{54} 、 $\bar{\phi}_{51}$ 、 $\bar{\phi}_{52}$ 、 $\bar{\phi}_{53}$ 、 $\bar{\phi}_{54}$ 分別為繫留平板下、左、上、右側面之勢函數值及其導函數值。

(2) 繫留索的拉力

(a) 前繫留點 A ，運動後位置相對於原來靜止時位置之位移 x'_{OA} 及 z'_{OA}

$$\left. \begin{aligned} \frac{x'_{OA}}{\zeta_0} &= \frac{x_0}{\zeta_0} + d_A \frac{\delta}{\zeta_0} \\ \frac{z'_{OA}}{\zeta_0} &= \frac{z - \bar{z}_0}{\zeta_0} + l_A \frac{\delta}{\zeta_0} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

(b) 後繫留點 B ，運動後位置相對於原來靜止時位置之位移 x'_{OB} 及 z'_{OB}

$$\left. \begin{aligned} \frac{x'_{OB}}{\zeta_0} &= \frac{x_0}{\zeta_0} + d_B \frac{\delta}{\zeta_0} \\ \frac{z'_{OB}}{\zeta_0} &= \frac{z - z_0}{\zeta_0} + l_B \frac{\delta}{\zeta_0} \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

(c) 繫留物運動時前後繫留索各別所承受之力量分別為

$$\begin{aligned} F_A / K_A \zeta_0 &= \left(x'_{OA} + \frac{h_A}{l_{OA}} Z'_{OA} \right) / \sqrt{1 + \left(\frac{h_A}{l_{OA}} \right)^2} \\ F_B / K_B \zeta_0 &= \left(x'_{OB} + \frac{h_B}{l_{OB}} Z'_{OB} \right) / \sqrt{1 + \left(\frac{h_B}{l_{OB}} \right)^2} \end{aligned} \quad (35)$$

2.7 微小振幅波速度勢之解析

(1) 反射率

$$\psi_1 = \frac{k}{N_0 \sinh kh} \int_{-h}^0 \phi_1 \cosh k(h+z) dz - 1, \quad N_0 = \frac{1}{2}(1 + 2kh / \sinh 2kh) \quad (36)$$

$$K_r = |\psi_1| \quad (37)$$

(2) 透射率

$$\Psi_2 = \frac{k}{N_0 \sinh kh} \int_{-h}^0 \phi_3 \cosh k(h+z) dz \quad (38)$$

$$K_t = |\psi_2| \quad (39)$$

將 (38) 式代入 (2.5)、(2.15) 式，得邊界 ($x=l$) 上各節點之勢函數導函數值為

$$\bar{\phi}_1(p) = \frac{2ik \cosh k(h+z)}{\cosh kh} + \sum_{r=1}^{N_1} \phi_1(r) f_1(r, p) \cdot \Delta z_p \quad (40)$$

$$f_1(r, p) = \frac{-ik^2 \cosh k(h+z_r) \cosh k(h+z_p)}{N_0 \sinh kh \cosh kh}, \quad \Delta z_p = \Delta s_p, \quad (p=1, N_1)$$

同理將 (38) 式代入 (2.8)、(2.15) 式，得邊界 ($x=-l$) 上各節點之勢函數導函數值

$$\bar{\phi}_3(q) = \sum_{r=1}^{N_3} \phi_3(r) f_2(r, q) \cdot \Delta z_q \quad (41)$$

$$f_2(r, q) = \frac{-ik^2 \cosh k(h+z_r) \cosh k(h+z_q)}{No \sinh kh \cosh kh}$$

將(40)式及(41)式代入化為矩陣式

$$[\bar{\phi}_1] = [Z'] + [F'] [\phi_1] \quad (42)$$

$$[\bar{\phi}_3] = [R'] [\phi_3] \quad (43)$$

$$[Z'] = \frac{2ik \cosh k(h+z_p)}{\cosh kh}, \{F'\} = f_1(i, j) \cdot \Delta z_j \quad (i, j = 1, N_1), \{R'\} = f_2(i, j) \cdot \Delta z_j \quad (i, j = 1, N_3)$$

3 數值計算與分析

圖3-1表示板寬($l/h=1.0、1.5、2.0$)及設置水深 $qh=0.25$ 時，其透過率在長週期範圍內約為0.3以上；而設置水深 $qh=0.50$ 時，其透過率在長週期範圍內達到最小值，之後透過率大部分隨著無因次週頻率的遞增而增加，板寬較長時透過率受彈性係數與繫留角度的影響程度較小。圖3-2表示水深 $qh=0.25$ 處、板寬 $l/h=0.5$ 時，彈性係數對透過率之影響較明顯，其趨勢有明顯隨著彈性係數增大而向短週期偏移之現象，在設置水深 $qh=0.50$ 、板寬 $l/h=0.5$ 時，彈性係數對透過率之影響也比較明顯。圖3-3表示設置水深 $qh=0.25$ 處、板寬 $l/h=0.5$ 時，繫留角度對透過率之影響較明顯，其消波趨勢有明顯隨著繫留角度增大而向短週期偏移之情形。當繫留角 $\theta=30^\circ$ 時，有效消波範圍較繫留角 $\theta=45^\circ、60^\circ$ 時為窄，板寬 $l/h=1.0、1.5、2.0$ 時，繫留角之影響程度變得很小；在設置水深 $qh=0.50$ 、板寬 $l/h=0.5、1.0$ 時，繫留角度對透過率之影響程度也比較明顯，其消波趨勢也明顯向短週期處偏移，似乎以長週期波受繫留角之影響程度較明顯。圖3-4表示繫留角度 $\theta=30^\circ$ 、繫留索彈性係數 $K=60\text{kgw/m}$ 時，設置沒水深度 $qh=0.25$ 時之波浪透過率大致較設置沒水深度 $qh=0.50$ 時為小，且長週期波附近有較好之消波效果；當板寬較短時，其透過率之變化狀況較為不穩定，易受影響因子影響，而在 $qh=0.25、l/h=1.0、K=60\text{kgw/m}$ 及 $\theta=30^\circ$ 時發現有透過率小於0.5之效果。圖3-5表示繫留平板之水平位移在較長週期附近有趨向某一較大值，在同樣之繫留條件但繫留索彈性係數不同時，彈性係數較大者，其發生共振的週期則愈傾向於短週期處，但繫留水深影響共振週期的發生處則較不明顯；當繫留角度為影響因子時，繫留角度較大者，發生共振的週期同樣愈傾向於短週期處，且繫留板寬愈短時共振的週期也愈傾向於短週期處。板寬較短時，彈性係數對水平運動的影響程度較大，而板寬較長時，彈性係數對水平運動的影響程度較小。圖3-6表示繫留平板垂直振幅大致隨著無因次週頻率的增大而減小，在較長週期附近繫留平板之垂直位移也有趨向某一較大值，且在某些週期處可能發生共振，有跳躍之值產生，繫留板寬愈短時發生共振的週期愈傾向於短週期處。圖3-7表示板寬較短時旋轉角之變動較大，而板寬較長時旋轉角之變動較小且穩定，其運動趨勢大略伴隨著水平、垂直振幅之影響，繫留板寬愈短時發生共振的週期愈傾向於短週期處。圖3-8表示在較長週期附近繫留平板之繫留力有一較大值出現且受力情況較不穩定，影響共振的發生原因主要為波浪條件及繫留條件，板寬較短時發生共振情形相對於板寬較長時為明顯，且板寬較短時共振之發生愈傾向於短週期處。同時隨著繫留索之彈

性係數及繫留角度的加大，發生共振之週期也似乎有傾向短週期處之趨勢。繫留力大約隨著無因次週頻率的增加而減小，其趨勢大略隨著水平振幅、垂直振幅及旋轉角之相互作用而影響。

4 結論

- (1) 影響水中繫留平板消波效果的因素，大致包含平板寬度、繫留索彈性係數、繫留水深及繫留角度等。當板寬較短時，彈性係數與繫留角度對其影響較為明顯，也發覺其運動情形較不穩定，必須考量在某些特定之配置狀況下，才能達到消波效果。
- (2) 板寬越長其消波效果就越好，但水中繫留平板較長時，在水深較淺處對於某些配置狀況有較穩定之消波狀況。
- (3) 在相同之繫留條件下，以沒水深度較淺之狀況有較好之消波效果，繫留力大略隨無因次週頻率增大而減小。
- (4) 當波浪作用於繫留平板時，可能產生共振的現象，而損壞繫留索之壽命，並減低其消波之能力，因此對於實際彈性索彈性係數之考量及配置條件必需精確且詳細的探討。
- (5) 在其它條件相同之繫留條件下，繫留板寬為主要之影響因素，而繫留索彈性係數與繫留角度分別造成透過率曲線趨勢之偏移情況，及運動振幅發生共振週期處之偏移可藉由不同繫留索彈性係數與繫留角度之變動方法，去消滅我們所要求之週期波。
- (6) 繫留平板對於某些特定範圍內的長週期波有良好之消波效果，可進一步研究，探討替代消波構造物難以消滅長週期波之困擾。

參考文獻

1. 井島、尾崎、江口、小林(1970)，"水平板防波堤與岸壁之有關理論的研究(2)"，第十七回海岸工學講演會論文集，pp.97~106。
2. 井島、佐佐木(1971)，"有關潛堤之效果理論研究"，第十八回海岸工學講演會論文集，pp.141~147。
3. 井島、田淵、湯村(1972)，"有限水深波浪圓柱浮體之運動"，日本土木學會論文集，第206號。
4. 木原力(1975)，"矩形斷面浮體有關波浪動搖之逐次計算"，第二十二回海岸工學講演會論文集，pp.391~395。
5. 小舟浩治、谷本勝利(1978)，"對於矩形斷面浮體波浪動搖與繫留力"，第二十五回海岸工學講演會論文集，pp.382~385。
6. 井島武士、吉田明德、山本督夫(1978)，"任意斷面浮體2次元繫留運動與波浪之變形"，土木學會論文報告集第272號，pp.53~63。
7. 渡邊晃(1978)，"波浪圓筒型浮體之運動"，第二十五回海岸工學講演會論文集，pp.377~381。

- 8.井島、永田、小山(1982)，"水中繫留物体非定常有限振幅運動之解析"，第二十九回海岸工學講演會論文集，pp.525~529。
- 9.藤田良一、阪東浩造、志崎、中國、利穗吉彦(1983)，"矩形構造物之動搖與有關繫留之研究"，第三十回海岸工學講演會論文集，pp.445~449。
- 10.周宗仁、翁文凱、井島武士(1987)，"潛水固定或繫留水平板受規則波作用引起波之分裂及衰減"，河海研究N0.34，國立臺灣海洋學院河海工程學系。
- 11.周宗仁、翁文凱、井島武士(1988)，"潛水繫留水平板引起波之變化及水中繫留水平板之運動特性"，第九屆海洋工程研討會論文集，pp.114~132。
- 12.岳景雲、姚武田、周宗仁(1989)，"固定水平板對垂直壁減壓之影響"，第十一屆海洋工程研討會論文集，pp.455~467。
- 13.周宗仁(1983)：邊界元素法在波浪力學之應用，臺灣海洋學院河海工程學會。
- 14.黃一平(1995)，"水中繫留平板消波特性及運動振幅的數值研究"，國立臺灣海洋大學河海工程研究所碩士論文。
- 15.Takeshi IJIMA、Chung Ren CHOU and Akinori YOSHIDA(1976)，"METHOD OF ANALYSIS FOR TWO DIMENSION WATER WAVE PROBLEMS"，COASTAL ENGINEERING，pp.2717 ~ 2736。

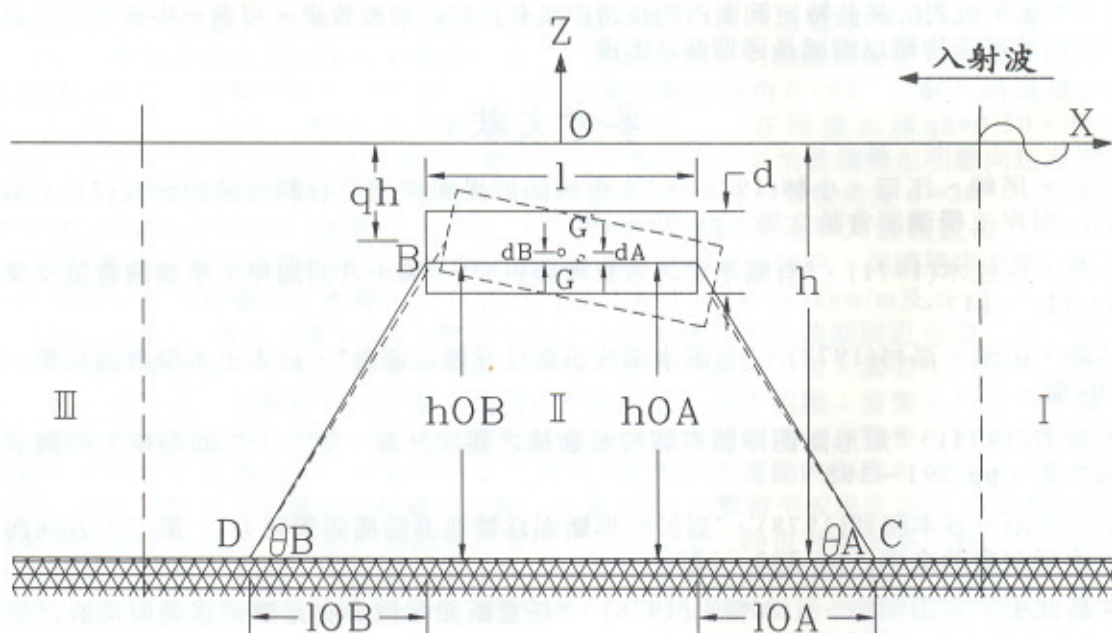


圖2-1 繫留水平板

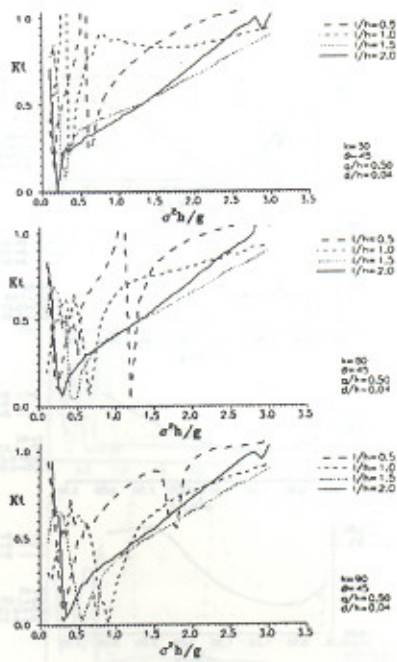
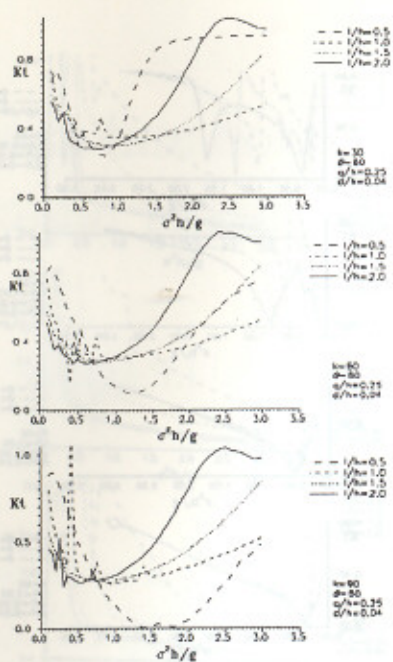


圖3-1 透過率與無因次週頻率之關係

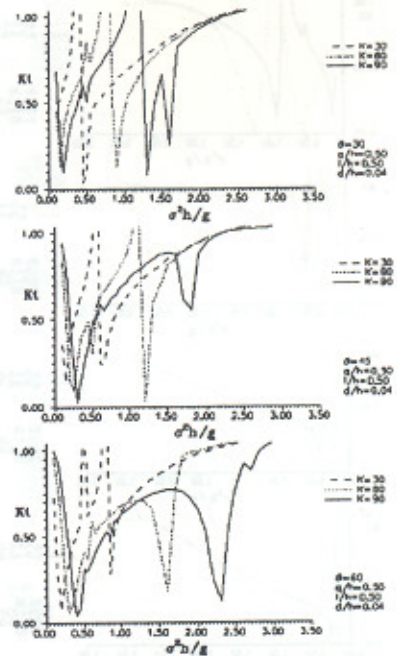
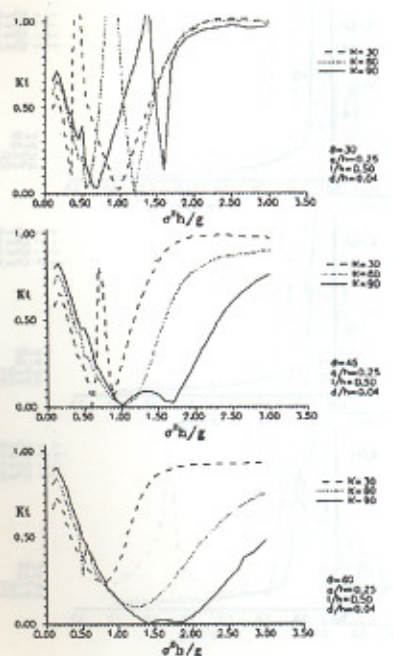


圖3-2 透過率與無因次週頻率之關係

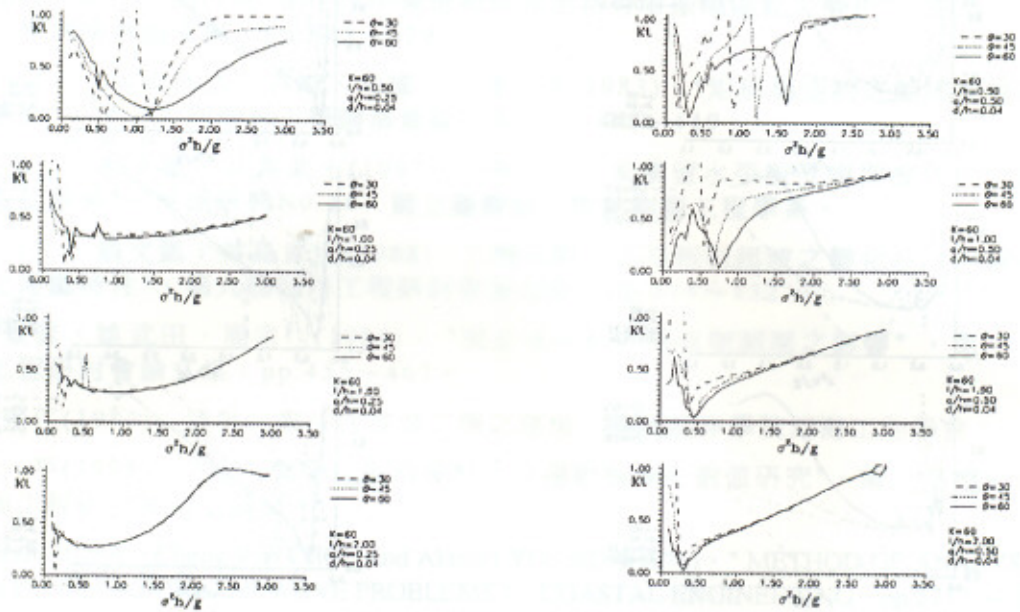


圖3-3透過率與無因次週頻率的关系

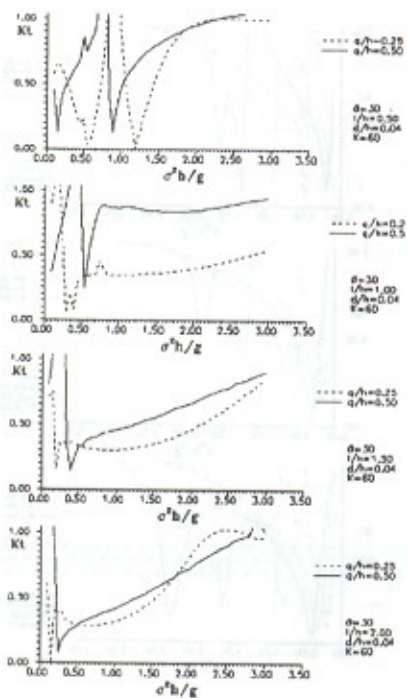


圖3-4透過率與無因次週頻率的关系

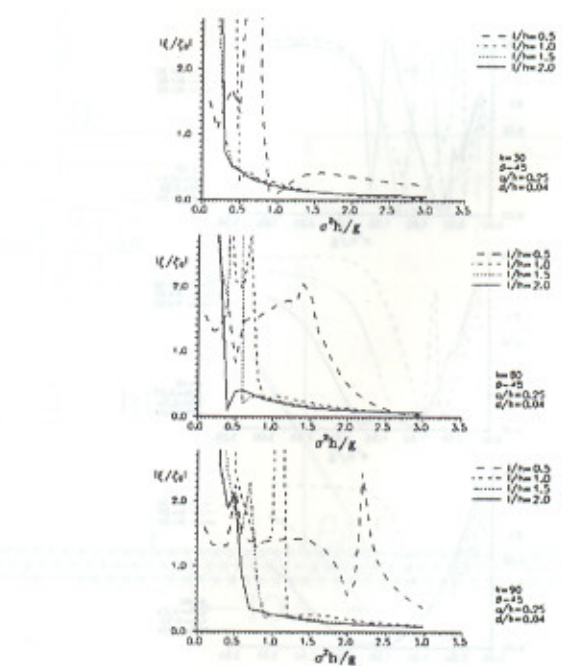


圖3-5水平變位與無因次週頻率的关系

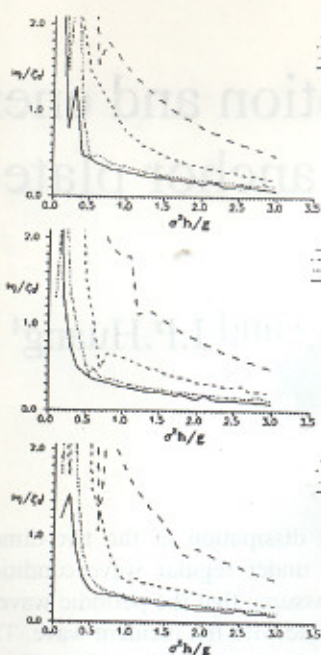


圖3-6垂直變位與無因次週頻率的关系

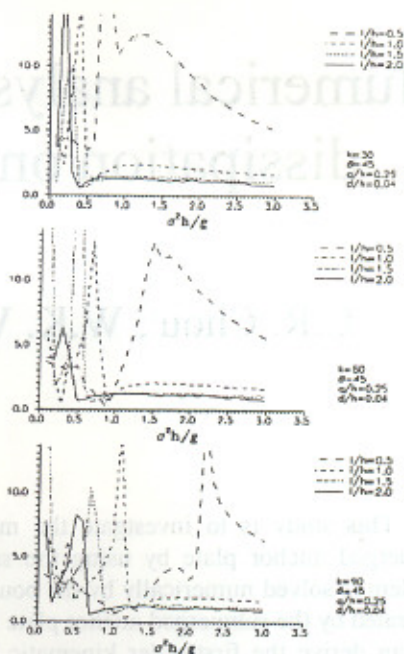


圖3-7旋轉角與無因次週頻率的关系

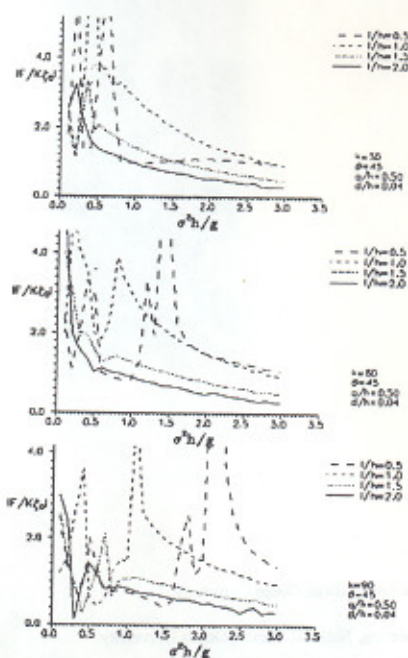


圖3-8繫留力與無因次週頻率的关系

Numerical analysis of the motion and energy dissipation on submerged anchor plate

C.R. Chou¹, W.K. Weng², M.T.Chen.³ and I.P.Huang⁴

Abstract

This study is to investigate the motion and the wave energy dissipation of the two-dimensional submerged anchor plate by using the small amplitude wave theory under regular wave condition. The problem is solved numerically by the boundary-element method. We assume that the periodic wave motion generated by the submerged anchor plate is very small and it is harmonic with the incident wave. Therefore we can derive the first-order kinematic boundary condition of the submerged anchor plate. The anchor chain is assumed to be a straight line with a constant elastic coefficient. We study the influence of the different elastic coefficient and angles, the length and the water depth of the submerged anchor plate on the wave energy dissipation and the motion.

¹ Professor, Dep. of Harbor and River Engineering, National Taiwan Ocean University.

² Associate Professor, Dep. of Harbor and River Engineering, National Taiwan Ocean University.

³ Doctoral Student, Dep. of Harbor and River Engineering, National Taiwan Ocean University.

⁴ Master, Dep. of Harbor and River Engineering, National Taiwan Ocean University.