

水中繫留平板消波特性及運動行爲

周宗仁¹ 陳明宗² 黃一平³

關鍵詞： 水中繫留平板、微小振幅波、簡諧運動、邊界元素法

摘 要

本文旨在微小振幅波理論範圍下，以邊界元素法為數值計算方法，探討水中繫留平板受規則波作用時所引起的消波特性及運動行爲。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波浪同週期的簡諧運動，藉以推導繫留平板運動時一階運動邊界條件。計算結果發現繫留平板受平板寬度、沒水深度、繫留索繫留角度及彈性係數皆會影響消波效果。在部份範圍之週期波，繫留平板運動振幅之增加有效反射入射波，使波浪透過率減低達到消波效果。

CHARACTERISTICS OF WAVE DISSIPATION AND MOTION DUE TO A SUBMERGED ANCHOR PLATE

Chung-Ren Chou, Ming-Tzong Chen and I-Ping Huang

*Department of Harbor and River Engineering
National Taiwan Ocean University
Keelung, Taiwan 202, R.O.C*

Key Words: submerged anchor plate, small amplitude wave, harmonic motion, boundary element method

ABSTRACT

This study is to investigate wave energy dissipation and motion behavior of a submerged anchor plate using the small amplitude wave theory under the regular wave condition. The boundary element method is employed to solve the problem. The submerged anchor plate motion generated by the periodic wave is assumed to be small and harmonic with the incident wave. The first-order kinematics boundary condition of the motion of the submerged anchor plate is then derived. The wave dissipation is affected by the width and the submerged depth of plate, the elastic coefficient and the angle of the anchor chain. In a certain region of the periodic wave, the amplitude generated by the motion of the submerged anchor plate increases the effective reflection of the incident wave and decreases the values of the coefficient of transmission.

¹ 國立台灣海洋大學河海工程學系教授

² 國立台灣海洋大學河海工程學系博士班研究生，私立東南工業專科學校土木科講師

³ 前國立台灣海洋大學河海工程學系研究生

一、前言

往昔眾多學者、對於新型消波結構物的研究甚多，對固定式之消波結構物如平板、潛體、半潛體、孔洞型平板、極薄板、彈性膜等及非固定式之消波結構設施如自由運動式、強制運動式及繫留式等方法被提出研究與使用。其理論基礎係導源波浪通過繫留結構物時，會使波形分裂，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。

井島等人[1,2]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。井島等人[3]以數值方法，探討微小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]、小舟[5]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。井島等人[6]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]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索張力大小。井島等人[8]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。藤田等人[9]以實驗模式對繫留及自由矩形構造物運動狀況進行研究。周宗仁等人[10,11]以邊界元素法進行有限振幅波對潛水固定對稱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，探討對稱繫留水平板的運動振幅。岳景雲等人[12]亦利用邊界元素法將求得之有限振幅波速度勢代入 Bernoulli 方程式，探討固定水平板對垂直壁減壓之影響情形。

以往研究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，因而本研究擬探討非對稱水中繫留平板隨入射波運動之特性來探討水中繫留平板與入射波之運動機制及消波狀況。研究之進行基於微小振幅波理論，以非對稱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，推導出繫留平板的一階運動邊界條件，同時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，以邊界元素法為數值計算方法探討各物理量之間的相互關係與其對透過率之影響程度及平板之運動行為。

二、理論分析

如圖 1 所示在一定水深 h 的海域中，有一板寬為 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

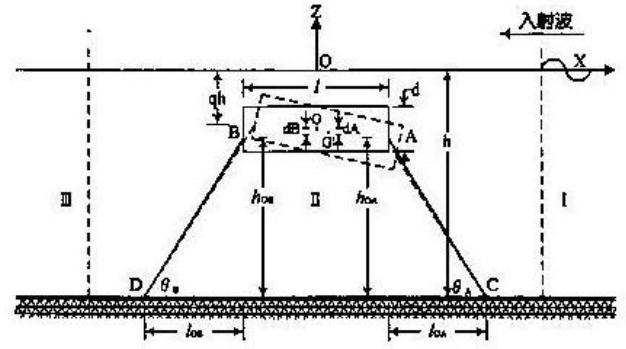


圖 1 繫留水平板

為 K_A 、 K_B 之彈性鋼索固定於海底 C、D 處，繫留點與重心 $G(x_0, z_0)$ 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 。假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 $G'(x_0, z_0)$ 。

在距離繫留平板約入射波半波長 ($x \pm l'$) 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。假設海底及繫留平板均為不透水，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運動，則各領域流體運動具有速度勢 $\Phi(x, z; t)$ ，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：

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

而其勢函數 ϕ 必滿足下式 Laplace 方程式

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

2.1 領域 (I)、(III) 內之勢函數

由於假設假想邊界面，設置在遠離繫留平板甚遠之處，而假設第 (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

$$\varphi_I(x, z) = \left[e^{ik(x-l')} + \psi_1 e^{-ik(x-l')} \right] \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (3)$$

ψ_1 為複數反射率， k 為滿足 $\sigma^2 h/g = k h \tanh kh$ 之根。在假想邊界面上 ($x = l'$) 勢函數及其向正 x 方向導函數

$$\varphi_I(l', z) = [1 + \psi_1] \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (4)$$

$$\overline{\varphi_I}(l', z) = \frac{\partial \varphi_I(l', z)}{\partial x} = ik [1 - \psi_1] \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (5)$$

領域 (III) 之勢函數

$$\varphi_{III}(x, z) = \psi_2 e^{ik(x+l')} \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (6)$$

ψ_2 為複數透過率

在假想邊界 ($x = -l'$) 上之勢函數及其向 x 負方向導函數

$$\varphi_{III}(-l', z) = \psi_2 \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (7)$$

$$\bar{\varphi}_{III}(-l', z) = \frac{\partial \varphi_{III}(-l', z)}{\partial x} = -ik\psi_2 \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \quad (8)$$

2.2 領域 (II) 之速度勢

領域 (II) 之速度勢表示

$$\Phi_{II}(x, z; t) = \frac{g\zeta_0}{\sigma} \phi_{II}(x, z) \exp(i\sigma t) \quad (9)$$

當繫留水平板呈簡諧運動時，繫留水平板重心由 $G(\bar{x}_0, \bar{z}_0)$ 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），運動時以第一近似描述則其關係式：

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

在微小振幅波作用下，繫留結構物運動之表面方程式為

$$\left. \begin{aligned} x &= \bar{x}_0 + (x_0 - \bar{x}_0) + [\xi - \omega(z - \bar{z}_0)] e^{i\sigma t} \\ z &= \bar{z}_0 + (z_0 - \bar{z}_0) + [\eta + \omega(x - \bar{x}_0)] e^{i\sigma t} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

領域 (II) 係由假想邊界面 ($x \pm l'$)、自由水面、固定海底面及水中繫留平板表面包圍的封閉二次度領域。利用 Green 定理，選用適當 Green 函數 $\ln(1/r)$ 則領域 (II) 內任意一點的勢函數 $\phi(x, z)$ 可表示為

$$\phi(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma} \left[\frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{\partial \nu} \ln \frac{1}{r} - \phi(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\ln \frac{1}{r} \right) \right] ds \quad (12)$$

式中 $r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (z - \eta)^2}$ ， ν 表邊界向外法界方向， Γ 表封閉界線。

當 $\phi(x, z)$ 移近邊界上之特定點 (ξ', η') ，假設邊界面為平滑曲線，由於 Green 函數的特異性，邊界上點 (ξ', η') 之勢函數 $\phi(\xi', \eta')$ 可以下式表示

$$\phi(\xi', \eta') = \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \left[\frac{\partial \phi(\xi, \eta)}{\partial \nu} \ln \frac{1}{R} - \phi(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\ln \frac{1}{R} \right) \right] ds \quad (13)$$

式中， $R = \sqrt{(\xi' - \xi)^2 + (\eta' - \eta)^2}$

對任意形狀之邊界線 Γ ，積分方程式 (13) 無法求得理論解，必須利用數值解析。本研究利用線性元素將式 (13) 沿著第一假想邊界面 ($x = l'$)、自由水面、第二假想邊界面 ($x = -l'$)、海底及水中繫留平板表面分別以 N_1 、 N_2 、

N_3 、 N_4 、 N_5 共計 N 個節點加以分割 ($N = N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5$)，每相鄰兩節點長為 $\Delta s_i (i = 1, N)$ ，可將式 (13) 分離化並以下列矩陣形式表示

$$[\phi] = [O][\bar{\phi}] \quad (14)$$

式中 $[\phi]$ 及 $[\bar{\phi}]$ 分別表示邊界上勢函數值及其導函數值。 $[O]$ 為與邊界幾何形狀有關之係數矩陣，其值請參閱文獻 [13]。下文 ϕ_i ，下標 $i = 1 \sim 5$ 表示領域 II 第一假想邊界面、自由水面、第二假想邊界面、海底及水中繫留平板表面之勢函數。

2.3 邊界條件

- (1) 自由水面的動力學條件、運動學條件及大氣壓力一定，忽略非線形項

$$\bar{\phi} = \frac{\sigma^2}{g} \phi \quad (z = 0) \quad (15)$$

- (2) 由於海底面假定固定且不透水

$$\frac{\partial \phi}{\partial \nu} = 0 \quad (z = -h) \quad (16)$$

- (3) 假想邊界面 ($x = \pm l'$)

領域 (I)、(II)、(III) 之流體在假想邊界面處 ($x = \pm l'$) 其流體運動必須滿足能量流束 (energy flux) 及質量流束 (mass flux) 連續條件，即

$$\left. \begin{aligned} \phi(l', z) &= \varphi_I(l', z) \\ \phi(-l', z) &= \varphi_{III}(-l', z) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{\phi}(l', z) &= \bar{\varphi}_I(l', z) \\ \bar{\phi}(-l', z) &= \bar{\varphi}_{III}(-l', z) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

2.4 微小振幅波速度勢之解析

- (1) 反射率

將式 (4) 代入式 (17) 中，兩邊各乘 $\cosh k(z+h)$ ，再由 $z = -h \sim 0$ 積分得複數反射率 Ψ_1

$$\Psi_1 = \frac{k}{N_0 \sinh kh} \int_{-h}^0 \phi_1 \cosh k(h+z) dz - 1 \quad (19)$$

$$N_0 = \frac{1}{2}(1 + 2kh / \sinh 2kh)$$

$$K_r = |\psi_1| \quad (20)$$

- (2) 透過率

將式 (7) 代入式 (17) 中，兩邊各乘 $\cosh k(z+h)$ ，再由 $z = -h \sim 0$ 積分得複數透過率 Ψ_2

$$\Psi_2 = \frac{k}{N_0 \sinh kh} \int_{-h}^0 \phi_3 \cosh k(h+z) dz \quad (21)$$

$$K_1 = |\psi_2| \quad (22)$$

2.5 水中繫留平板運動解析

(1) 水中繫留平板的表面運動

在微小振幅波運動下，水中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_0 ；流體密度 ρ ， n 為沒水表面的法線方向則其關係式：

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} - \rho g z \quad (23)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\partial \phi}{\partial x} \cos(n, x) + \frac{\partial \phi}{\partial z} \cos(n, z) \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial x} &= \frac{i\sigma^2}{g\zeta_0} [\xi - \omega(z_0 - \bar{x}_0)] \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} &= \frac{i\sigma^2}{g\zeta_0} [\eta + \omega(x_0 - \bar{x}_0)] \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

(2) 繫留結構物之運動方程式

繫留平板質量、慣性矩分別為：

$$\left. \begin{aligned} M &= l \times d \times \rho \\ I &= \frac{1}{12} M(l^2 + d^2) \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

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_{zz} 、 $K_{\theta x}$ ； K_{xz} 、 K_{zx} 、 $K_{\theta z}$ ； $K_{x\theta}$ 、 $K_{z\theta}$ 、 $K_{\theta\theta}$ 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：

$$\begin{aligned} M \frac{d^2 x}{dt^2} &= \int p \frac{\partial x}{\partial n} ds - K_{xx}(x_0 - \bar{x}_0) - \\ &\quad K_{zx}(z_0 - \bar{z}_0) - K_{x\theta} \delta \\ M \frac{d^2 z}{dt^2} &= \int p \frac{\partial z}{\partial n} ds - K_{zz}(z_0 - \bar{z}_0) - \\ &\quad K_{zx}(x_0 - \bar{x}_0) - K_{z\theta} \delta \\ I \frac{d^2 \delta}{dt^2} &= \int p \left[(x_0 - \bar{x}_0) \frac{\partial z}{\partial n} - (z_0 - \bar{z}_0) \frac{\partial x}{\partial n} \right] ds \\ &\quad - K_{\theta x}(x_0 - \bar{x}_0) - K_{\theta z}(z_0 - \bar{z}_0) - K_{\theta\theta} \delta \end{aligned} \quad (27)$$

其中 K_{xx} 、 K_{zz} 、 \dots 之值與兩條不同之彈性係數 K_A 、 K_B 之關係可參考井島[3,6] 文獻。

(3) 繫留平板的運動振幅

將式(10)(23) 帶入式(27) 求解聯立方程式得繫留平板的水平、垂直振幅與回轉角

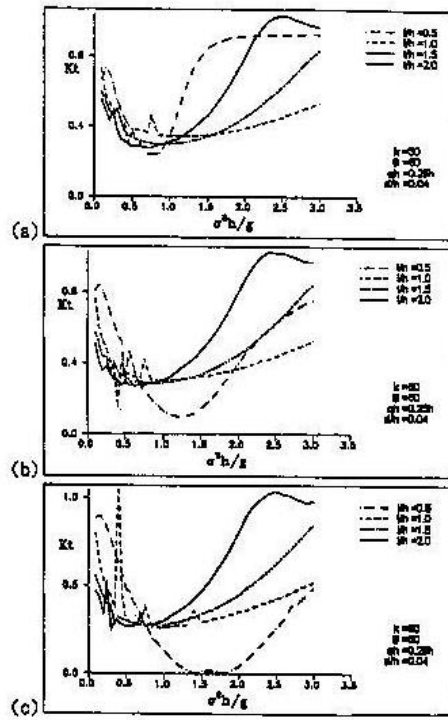


圖 2 透過率與無因次週頻率之關係 ($qh = 0.25h$)

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

$$\begin{aligned} \frac{\eta}{\zeta_0} &= \frac{1}{R_1(\alpha_1 \alpha_2 - K_{zz} K_{xx})} \\ &\times \left\{ \begin{aligned} &[S_1(K_{zz} K_{x\theta} + K_{z\theta} \alpha_1) + R_1 K_{zz}] a_1 \\ &+ [S_2(K_{zz} K_{x\theta} + K_{z\theta} \alpha_1) + R_1 \alpha_1] a_2 \\ &+ [S_3(K_{zz} K_{x\theta} + K_{z\theta} \alpha_1)] a_3 \end{aligned} \right\} \quad (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{\zeta_0} &= \frac{1}{R_1(\alpha_1 \alpha_2 - K_{zz} K_{xx})} \\ &\times \left\{ \begin{aligned} &[S_1(\alpha_1 \alpha_2 - K_{zz} K_{xx})] a_1 \\ &+ [S_2(\alpha_1 \alpha_2 - K_{zz} K_{xx})] a_2 \\ &+ [S_3(\alpha_1 \alpha_2 - K_{zz} K_{xx})] a_3 \end{aligned} \right\} \quad (30) \end{aligned}$$

將式(28)(29)(30) 代入式(25)，可得繫留平板表面勢函數之導函數

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial x} &= -\rho \sigma^2 \\ &\times \left\{ \begin{aligned} &\frac{1}{R_1(\alpha_1 \alpha_2 - K_{zz} K_{xx})} \left\{ \begin{aligned} &[S_1(K_{xx} K_{z\theta} + K_{x\theta} \alpha_2) + R_1 \alpha_2] \int \phi_5 \frac{\partial x}{\partial n} ds \\ &+ [S_2(K_{xx} K_{z\theta} + K_{x\theta} \alpha_2) + R_1 K_{zz}] \int \phi_5 \frac{\partial x}{\partial n} ds \\ &+ [S_3(K_{xx} K_{z\theta} + K_{x\theta} \alpha_2)] \int \phi_5 \frac{\partial x}{\partial n} ds \end{aligned} \right\} \\ &- \frac{(x - \bar{x}_0)}{R_1} \left\{ S_1 \int \phi_5 \frac{\partial z}{\partial n} ds + S_2 \int \phi_5 \frac{\partial z}{\partial n} ds + \right. \\ &\left. S_3 \int \phi_5 \frac{\partial z}{\partial n} ds \right\} \\ &- \frac{(z - \bar{z}_0)}{R_1} \left\{ S_1 \int \phi_5 \frac{\partial x}{\partial n} ds + S_2 \int \phi_5 \frac{\partial x}{\partial n} ds + \right. \\ &\left. S_3 \int \phi_5 \frac{\partial x}{\partial n} ds \right\} \end{aligned} \right\} \quad (31) \end{aligned}$$

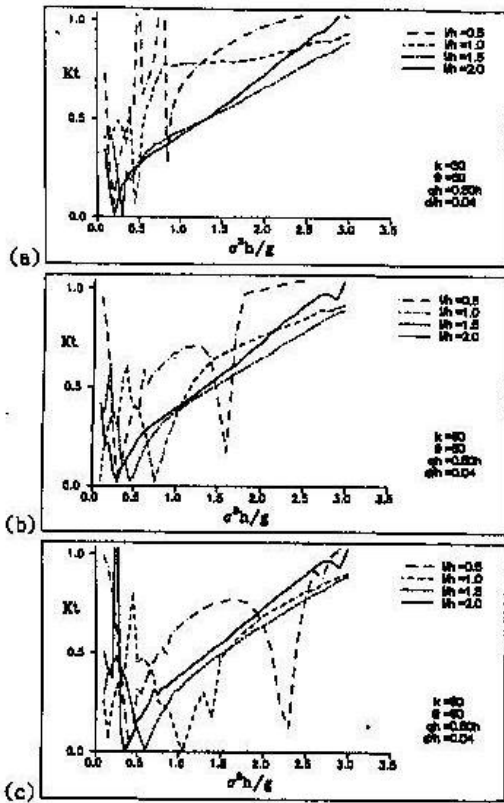


圖 3 透過率與無因次週頻率之關係 ($qh = 0.50h$)

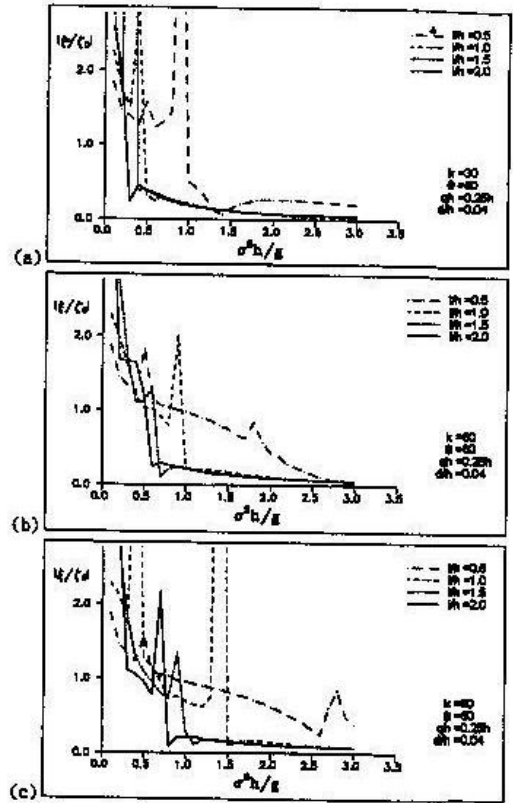


圖 4 水平變位與無因次週頻率之關係 ($qh = 0.25h$ 、 $\theta = 60^\circ$ 、 $k = 90$)

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\rho \sigma^2$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{R_1(\alpha_1 \alpha_2 - K_{xx} K_{zz})} \left\{ \begin{array}{l} [S_1(K_{xx} K_{\theta\theta} + K_{z\theta\alpha_1}) + R_1 K_{xx}] \\ \int \phi_5 \frac{\partial \alpha}{\partial n} ds + [S_2(K_{xx} K_{z\theta} + K_{z\theta\alpha_1}) \\ + R_1 \alpha_1] \int \phi_5 \frac{\partial z}{\partial n} ds + [S_3(K_{xx} K_{\theta\theta} \\ + K_{z\theta\alpha_1})] \int \phi_5 [(x - \bar{x}_0) \frac{\partial x}{\partial n} \\ - (z - \bar{z}_0) \frac{\partial z}{\partial n}] ds \\ + \frac{(x - \bar{x}_0)}{R_1} \left\{ S_1 \int \phi_5 \frac{\partial \alpha}{\partial n} ds + S_2 \int \phi_5 \frac{\partial z}{\partial n} ds + \right. \\ \left. S_3 \int \phi_5 [(x - \bar{x}_0) \frac{\partial x}{\partial n} - (z - \bar{z}_0) \frac{\partial z}{\partial n}] ds \right\} \end{array} \right\} \end{array} \right\} \quad (32)$$

$\phi_5, \bar{\phi}_5$ 為繫留平板表面之勢函數值及其導函數值。

$$R_1 = (\alpha_1 \alpha_3 - K_{\theta x} K_{z\theta})(\alpha_1 \alpha_2 - K_{xx} K_{zz})$$

$$-(K_{\theta z} K_{zz} + \alpha_1 K_{\theta\alpha})(K_{xx} K_{z\theta} + \alpha_1 K_{z\theta})$$

$$S_1 = \alpha_1(K_{xx} K_{\theta\theta} + \alpha_2 K_{\theta x})$$

$$S_2 = \alpha_1(K_{\theta x} K_{zz} + \alpha_1 K_{\theta z})$$

$$S_3 = \alpha_1(\alpha_1 \alpha_2 - K_{xx} K_{zz})$$

$$\alpha_1 = M\sigma^2 - K_{xx}$$

$$\alpha_2 = M\sigma^2 - K_{zz}$$

$$\alpha_3 = I\sigma^2 - K_{\theta\theta}$$

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

$$a_1 = i\rho g \zeta_0 \int \phi_5 \frac{\partial x}{\partial n} ds$$

$$a_2 = i\rho g \zeta_0 \int \phi_5 \frac{\partial z}{\partial n} ds$$

$$a_3 = i\rho g \zeta_0 \int \phi_5 \left[(x - \bar{x}_0) \frac{\partial z}{\partial n} - (z - \bar{z}_0) \frac{\partial x}{\partial n} \right] ds$$

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，並以式 (31)、式 (32) 為邊界條件，經分離化後，可表示為矩陣形式：

$$[\bar{\phi}_5] = [P][\phi_5]$$

$$[\bar{\phi}_5] = [\bar{\phi}_{51} \bar{\phi}_{52} \bar{\phi}_{53} \bar{\phi}_{54}]^T \quad (33)$$

$$[\phi_5] = [\phi_{51} \phi_{52} \phi_{53} \phi_{54}]^T$$

[P] 為式 (31)、式 (32) 分離化後所得之係數矩陣。

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

三、數值計算

本研究以特定板寬 $l/h = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ ，繫留

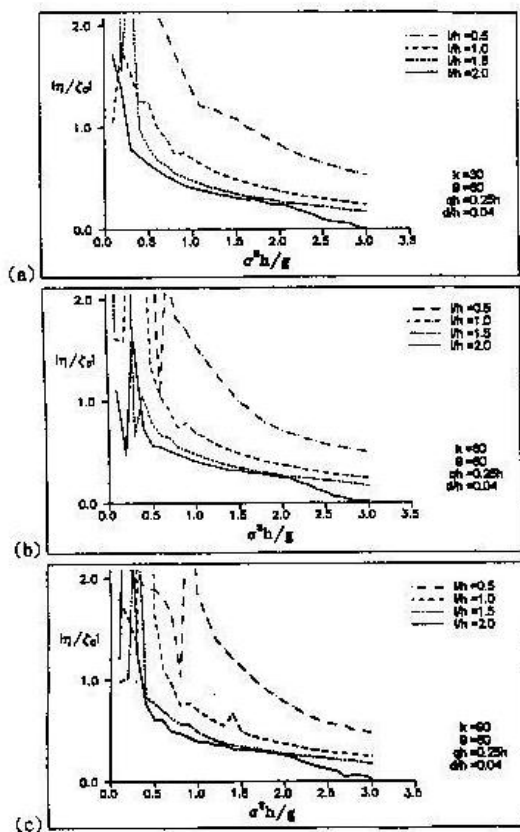


圖 5 垂直變位與無因次週頻率之關係 ($qh = 0.25h$ 、 $\theta = 60^\circ$ 、 $k = 90$)

水深 $qh = 0.25h$ 、 $0.50h$ ，繫留角度 $q = 30^\circ$ 、 45° 、 60° ，繫留索彈性係數 $K = 30$ 、 60 、 90 kgw/m，平板密度 $\rho = 0.8$ ，板厚 $d/h = 0.04$ ，繫留點至板重心之垂距 $d_0/h = 0.01$ 為例作數值計算。計算時為節省時間及維持精確解，而將領域依 l/h 之不同而設定邊界分割節點數，測試結果收斂良好。數值計算時先計算微小振幅波之勢函數值，再求出反射率、透過率、繫留平板運動振幅。

四、分析與討論

圖 2(a)~(c) 示沒水平板在繫留水深 $qh = 0.25h$ 時無因次週頻率 σ^2h/g 與透過率 K_t 之關係圖，由圖中顯示板寬 $l/h = 2.0$ 時對長週期波有良好穩定之消波效果；板寬 $l/h = 0.5$ 在繫留索彈性係數 $k = 90$ kgw/m、 $\theta = 60^\circ$ 、無因次週頻率 $\sigma^2h/g = 1.0 \sim 2.0$ 附近，其透過率小於 0.2，有良好消波效果；板寬 $l/h = 1.0$ 、 1.5 之透過率較不受繫留索彈性係數影響， $\sigma^2h/g = 0.5 \sim 2.0$ 其透過係數約在 0.4 附近。圖 3(a)~(c) 示沒水平板在繫留水深 $qh = 0.50h$ 時無因次週頻率 σ^2h/g 與透過率 K_t 之關係圖，由圖中顯示透過率在長週期範圍內達到最小值，然後隨著無因次週頻率 σ^2h/g 的遞增而增加；板寬較長 ($l/h = 1.5$ 、 2.0) 其透過率趨勢較為接近，變化曲線也較為緩和及穩定。由二圖之比較顯示繫留水深較淺 ($qh = 0.25h$)，板寬較短對某些特定短週期波有較小之透過率；板寬較長無論何種水深對長週期波有較小之透過率。

圖 4~6 示不同板寬 (l/h)，沒水深度 $qh = 0.25h$ 水平

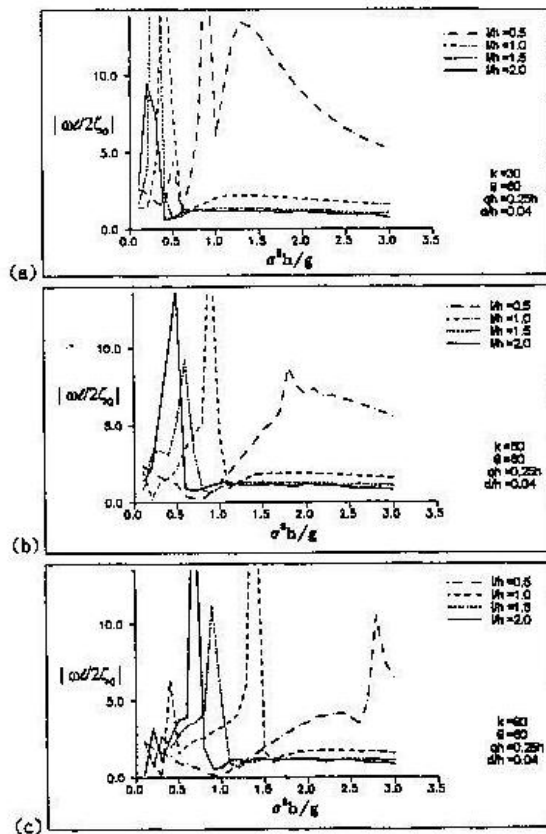


圖 6 回轉角與無因次週頻率之關係 ($qh = 0.25h$ 、 $\theta = 60^\circ$ 、 $k = 90$)

(swaying)、垂直 (heaving)、回轉角 (rolling) 之變位與無因次頻率之關係，圖中顯示其位移隨著無因次頻率之增加而減小，在長週期波處板寬較長之繫留平板振幅有趨向某一最大值；板寬較短、繫留索彈性繫數較大，共振週期愈趨向短週期，這與板寬較長之平板在長週期波有較小之透過率，板寬較短在某特定短週期處有較小之透過率相吻合。回轉角之運動趨勢約伴隨著水平、垂直振幅之影響，由圖中約略看出在某一週期處皆有一突然躍升現象，其可能是發生共振週期處。

五、結論

本研究利用邊界元素法來探討水中繫留平板之消波特性及運動行為，結果發現繫留水深較淺 $qh = 0.25h$ ，對板寬較短 $l/h = 0.5$ 、 1.0 的配置對無因次週頻率較大之波浪有較佳之消波效果，板寬較長 $l/h = 1.5$ 、 2.0 對無因次週頻率較小之波浪有較佳消波效果；繫留索繫留角度及彈性係數較大消波效果也較佳。當水中繫留平板受波浪作用而有較大之運動振幅時，能將部份波能反射，降低波浪透過率。研究中也發現水中繫留平板於某些特定配置下，波浪透過率趨近於零，此現象顯示其配置在某些波浪條件下可獲致最佳之消波效果。由於水中繫留平板可有效降低波浪振幅及兼具海水交換功能，可作為防波堤以克服堤體斷面龐大、工程經費投資甚多之傳統防波堤。另也可作為水產養殖，工程施工之臨時防浪堤，避免堤後水質惡化及阻斷漂沙供輸而破壞海岸平衡。

參考文獻

1. 井島、尾崎、江口、小林，「水平板による防波堤と岸壁に関する理論的研究(2)」，第十七回海岸工程講演會論文集，日本，第 97-106 頁(1970)。
2. 井島、佐佐木，「潛堤の効果に関する理論的研究」，第十八回海岸工程講演會論文集，日本，第 141-147 頁(1971)。
3. 井島、田淵、湯村，「有限水深の波による圓柱浮體の運動」，土木學會論文集，日本，第 206 號(1972)。
4. 木原 力，「矩形斷面浮體の波動搖による逐次計算」，第二十二回海岸工程講演會論文集，日本，第 391-395 頁(1975)。
5. 小舟浩志、谷本勝利，「矩形斷面浮體の波浪動搖と係留力について」，第二十五回海岸工程講演會論文集，日本，第 382-385 頁(1978)。
6. 井島武士、吉田明德、山本督夫，「任意斷面浮體の二次元係留運動と波の變形」，土木學會論文報告集第 272 號，日本，第 53-63 頁(1978)。
7. 渡邊 晃，「波による圓筒型浮體の運動」，第二十五回海岸工程講演會論文集，日本，第 377-381 頁(1978)。
8. 井島、永田、小山，「水中係留物の体非定常有限振幅波運動の解析」，第二十九回海岸工程講演會論文集，日本，第 525-529 頁(1982)。
9. 藤田良一、阪東浩造、志崎、中國、利穗吉彦，「矩形構造物の動搖および係留に関する研究」，第三十回海岸工程講演會論文集，日本，第 445-449 頁(1983)。
10. 周宗仁、翁文凱、井島武士，「潛水固定或繫留水平板受規則波作用引起之波分裂及衰減」，國立臺灣海洋學院河海研究 NO.34，基隆(1987)。
11. 周宗仁、翁文凱、井島武士，「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，臺灣，第 114-132 頁(1988)。
12. 岳景雲、姚武田、周宗仁，「固定水平板對垂直岸壁減壓之影響」，第十一屆海洋工程研討會論文集，臺灣，第 455-467 頁(1988)。
13. 周宗仁，「邊界元素法在波浪力學之應用」，國立臺灣海洋學院河海工程學會，基隆(1983)。

84 年 12 月 28 日	收稿
85 年 4 月 18 日	修改
85 年 4 月 22 日	接受