

單方向不規則波對港內水面振動之影響

周宗仁* 韓文育** 翁文凱*** 朱忠一****
摘 要

本文目的係探討單方向不規則波對配置消波式碼頭港池水面振動的影響。首先將單方向不規則入射波的週頻率波譜以等能量方式分割，並計算出代表各成分波的週頻率。其次將各入射成分波視為微小振幅波，利用作者以邊界元素法導出的港池水面振動分析法，計算各成分波入射時港池的波高分布。爾後利用線形疊加原理計算出單方向不規則波作用時港內的等波高及等週期分布。

本研究對上述數值計算所得結果，利用平面水槽進行檢証實驗，得到非常一致的結果。

一、前言

實際海面是非常複雜、不規則的物理現象，波浪從以不同的波高、週期向各方向進行，這群複雜的波浪從深海傳遞至海岸的過程，若外力只考量重力時，首先會因海底地形變化產生折射，並受離島或防波堤等存在引起繞射，最後進入港內。欲了解波浪變化並謀求改善為海岸工程學者或工程司的願望，解決本問題最簡單方法為找出能代表這群波的有義波，針對此有義波進行解析，了解波浪變化。

有義波法雖能滿足大部份的工程問題，有時卻會得到不太正確的結果，追求更準確、更實際的結果為工程司及學者的任務。將有義波視為規則波在物理學上是一種錯誤的想法，但有義波與波譜間有其關連，因此可將不規則波的各種現象，先對其波譜成分波，利用線形理論進行解析了解規則波的行為，然後再利用線形疊加原理獲得不規則波的行為。

本研究首先利用作者⁽¹⁾⁻⁽⁵⁾應用邊界元素法開發的3次元港池水面振動分析法解析規則波作用時港內水面波高分布，再利用永井⁽⁶⁾的等能量波譜分割法計算不規則波作用時港內水面波高及週期分布。本解析法特徵是除能應用於任意形狀、任意水深港池外，對消波式碼頭亦能以工程司最容易了解的消波結構反射率，以簡單方法表示。本研究除數值解析外，並進行檢証實驗得到良好結果，證明本研究所說方法的正確性。

二、波譜分解

本研究採用永井⁽⁶⁾推導的等能量波譜分割法分割入射波週頻率波譜，在此簡單介紹其分解方法。由於本研究目的係探討不規則波作用於港灣時港內水面振動問題，將入射波波譜無因次化，使入射波的有義波高及週期變成單位量，會使整個分析過程變得簡單。

* 國立臺灣海洋大學河海工程學系教授
** 行政院農業委員會技士
*** 國立臺灣海洋大學河海工程學系講師
**** 國立臺灣海洋大學河海工程研究所碩士

2. 1 本文有關波浪物理量

(1) 週頻率波譜使用下列只考慮正週頻率的波譜 (one-sided spectrum)。

$$m_0 = \int_0^{\infty} S(f) df = \bar{\zeta}^2 \quad (1)$$

即 $S(f)$ 的積分值 m_0 與波振幅 ζ 的分散相等。波譜與與零上切有義波高間有下列關係。

$$\begin{aligned} H_{1/3} &= 1.60 \bar{H} = 4.00 \sqrt{m_0} \\ &= 4.00 \sqrt{\int_0^{\infty} S(f) df} \end{aligned} \quad (2)$$

依 Rice⁽⁷⁾ 利用零上切法求得的不規則波平均週期 \bar{T} 與波譜間有下列關係。

$$\bar{T} = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} = \sqrt{\frac{\int_0^{\infty} S(f) df}{\int_0^{\infty} f^2 S(f) df}} \quad (3)$$

依 Bretschneider⁽⁸⁾ 平均週期 \bar{T} 與有義波週期 $T_{1/3}$ 間有下列關係。

$$\bar{T} = 0.9 T_{1/3} \quad (4)$$

(2) Bretschneider 波譜

Bretschneider 於 (1965) 對有限吹送距離的風波提出下列週頻率波譜

$$S(f) = 0.432 \frac{\bar{H}^2}{\bar{T}^4 \cdot f^3} \exp \left\{ -\frac{0.675}{(\bar{T} f)^4} \right\} \quad (5)$$

Bretschneider 波譜滿足(2)式所示與有義波高 $H_{1/3}$ 間的關係，但不滿足(3)式所示與平均週期 \bar{T} 間的關係，若(3)式的平均週期以 \bar{T}_0 表示時，兩者間有下列關係。

$$\bar{T}_0 = \bar{T} / \sqrt[4]{0.675 \pi} = 0.829 \bar{T} \quad (6)$$

Bretschneider 波譜的尖峰週頻率 f_{00} 為

$$f_{00} = \frac{1}{\bar{T}} \sqrt[4]{\frac{4}{5} \times 0.675} = 0.857 / \bar{T} \quad (7)$$

(3) 波譜無因次化

將週頻率 f 乘以有義波週期 $T_{1/3}$ 可得無因次週頻率 f^* 如下

$$f^* = T_{1/3} f \quad (8)$$

則可利用下列關係

$$S^*(f^*) = S(f) / H_{1/3}^2 = S(f) / (H_{1/3}^2 T_{1/3}) \quad (9)$$

得無因次波譜如下。

$$S^*(f^*) = a f^{*-5} \exp[-(b f^{*-4})] \quad (10)$$

$$a = b / 4$$

$$b = 0.675 / 0.9^4 = 1.0288$$

無因次尖峰週頻率 $f_{0.9}^*$ 為

$$f_{0.9}^* = 0.952 \quad (11)$$

無因次 0 次力矩 m_0^* 為

$$m_0^* = \int_0^{\infty} S^*(f^*) df^* = \frac{a}{4b} = \frac{1}{16} \quad (12)$$

無因次有義波高 $H_{1/3}^*$ 及週期 $T_{1/3}^*$ 為

$$H_{1/3}^* = 4.00 \sqrt{m_0^*} = 1 \quad (13)$$

$$\begin{aligned} T_{1/3}^* &= \frac{1}{0.9} \sqrt{\frac{m_0}{\int_0^{\infty} f^{*2} S^*(f^*) df^*}} \\ &= \frac{1}{0.9^4 \sqrt{\pi b}} = 0.829 \quad (14) \end{aligned}$$

(4) 無因次波譜分割

利用 m 個分割數將無因次波譜分割，使各成分波的無因次能量（波譜下面積） ΔE 相等而決定分割週頻率 f_n^* ， $n = 1, \dots, m$ ，（ $f_m^* = \infty$ ），因

$$\Delta E = 1/16m \quad (15)$$

得

$$\int_0^{f_n^*} S^*(f^*) df^* = n \Delta E = n / (16m) \quad (16)$$

將 (10) 式代入上式得

$$f_n^* = \sqrt[4]{b / \ell n (m/n)} = 1.0071 / \sqrt[4]{\ell n (m/n)} \quad (17)$$

各成分波的代表週頻率 f_{cn}^* ，可利用成分波的能量 ΔE 對 f_{cn}^* 的 2 次力矩 $f_{cn}^{*2} \Delta E$ 與無因

次波譜 $S^*(f^*)$ 對原點的 2 次力矩應相等的條件求得，即

$$\int_{f_{n-1}^*}^{f_n^*} f^{*2} S^*(f^*) df^* = f_{cn}^{*2} \Delta E = f_{cn}^{*2} / (16m) \quad (18)$$

將 (10) 式代入上式得

$$f_{cn}^* = \sqrt{\frac{8am/\pi}{\sqrt{b}} \left[\Phi \left(\sqrt{2 \ell n \left(\frac{m}{n-1} \right)} \right) - \Phi \left(\sqrt{2 \ell n \left(\frac{m}{n} \right)} \right) \right]} \quad (19)$$

但 $\Phi(x)$ 為下式所示誤差函數

$$\Phi(x) = \int_0^x \frac{\exp(-z^2/2)}{\sqrt{2\pi}} dz \quad (20)$$

三、規則波解析

如圖 1 所示，將座標原點定於 o 點，在水平面內設 $x-y$ 平面， z 軸以垂直向上為正。在遠離港口的地方設置一個假想邊界面 Γ ；而將海域分為等水深 h 的外海領域 I 及任意水深領域 II 等兩領域。假設兩領域的流體運動均為非壓縮性非粘性非回轉性理想流體的微小振幅波運動，當一定週頻率 $\sigma (= 2\pi/T, T$ 為波的週期)、振幅為 ζ_0 的簡谐波從外海入射時，兩領域的流體運動均應持有 $\Phi(x, y, z; t) = g\zeta_0/\sigma \cdot \phi(x, y, z) \cdot \exp(-i\sigma t)$ 形式的速度勢， $\phi(x, y, z)$ 應滿足 Laplace 方程式。由於假想邊界面 Γ ：距離港口極遠，已不受港口及防波堤散射影響。在外海領域 (I) 內因假設水深一定，可利用變數分離法將該領域勢函數 $\phi_0(x, y, z)$ 表示如下式。

$$\phi_0(x, y, z) = \{f^0(x, y) + f^*(x, y)\} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad (21)$$

式中 k 為 $\sigma^2 h/g = kh \tanh kh$ 的根，而 f^0 及 f^* 分別為外海領域的入射波及包含因港口、防波堤存在引起反射、繞射波的勢函數。

當入射波為與 x 軸呈 ω 角度入射時，其勢函數 $f_0(x, y)$ 為

$$f_0(x, y) = -i \cdot \exp[-ik(x \cos \omega + y \sin \omega)] \quad (22)$$

將 (21) 式代入 Laplace 方程式得知 $f^*(x, y)$ 為滿足 Helmholtz 方程式的未知函數。外海領域係由假想邊界面 S_1 、海岸線 AB 、 GH 及無限遠處邊界面圍成的封閉曲線。對外海領域而言，由於將假想邊界面設置於遠離港口的地方，位於外海領域的海岸線 AB 、 GH 可假設已不會對港口有影響而視其散射波的勢函數值 f^* 為零，對無限遠處的邊界面，由於必須滿足 Sommerfeld 的輻射條件，因此勢函數值 f^* 亦可視為零。因此利用 Green 函數⁽⁹⁾，外海領域內任意一點的勢函數 $f^*(x, y)$ 可以下列積分方程式表示。

$$c f^*(x, y) = \int_{S_1} \left[f^*(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(-\frac{i}{4} H_0^{(1)}(KR) \right) - \left(-\frac{i}{4} H_0^{(1)}(KR) \right) \frac{\partial}{\partial \nu} f^*(\xi, \eta) \right] ds \quad (23)$$

$$c = \begin{cases} 1 & \text{任意點在領域內時} \\ 1/2 & \text{任意點在邊界線上時} \end{cases}$$

$$R = [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]^{1/2}$$

式中 $f^*(\xi, \eta)$ 為幾何學邊界上的勢函數值， $\partial f^*(\xi, \eta) / \partial \nu (= \bar{f}^*(\xi, \eta))$ 表示對法線方向的一次導函數值， $H_0^{(1)}(KR)$ 為第 1 種 0 次 Hankel 函數， ν 為邊界上的法線，以向外為正。為進行數值解析，本研究對 $c = 1/2$ 時利用 N 個一定線元素將邊界線 S_1 分割，加以離散化並下列矩陣形式表示。

$$\{F^*\} = [K^*] \{\bar{F}^*\} \quad (24)$$

$\{F^*\}$ 及 $\{\bar{F}^*\}$ 分別為邊界上的勢函數值及其導函數值， $[K^*]$ 為與邊界幾何學形狀有關的係數矩陣，其值請參考文獻(5)。

領域(II)係由外海假想邊界面 Γ_1 、自由水面 Γ_2 、任意反射率防波堤或碼頭邊界面 Γ_3 及不透水任意地形固定海底面 Γ_4 包圍的封閉三次度領域。利用 Green 函數⁽⁵⁾，領域(II)內任意一點的勢函數 $\phi(x, y, z)$ 可由上述封閉邊界面上的勢函數值 $\phi(\xi, \eta, \zeta)$ 及其法線方向的一次導函數 $\bar{\phi}(\xi, \eta, \zeta) = \partial \phi(\xi, \eta, \zeta) / \partial \nu$ (向外為正)，以下列積分方程式計算。

$$c \phi(x, y, z) = \int \left[\bar{\phi}(\xi, \eta, \zeta) \left(\frac{1}{4\pi R} \right) - \phi(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\frac{1}{4\pi R} \right) \right] dA \quad (25)$$

$$c = \begin{cases} 1 & \text{任意點在領域內時} \\ 1/2 & \text{任意點在邊界面上時} \end{cases}$$

$$R = [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2]^{1/2}$$

為進行數值計算，在 $c = 1/2$ 時，本研究將邊界面 $\Gamma_1 \sim \Gamma_4$ 分別以 $N_1 \sim N_4$ 個一定面積元素加以離散化，並以下列矩陣形式表示。

$$\{\phi\} = [K] \{\bar{\phi}\} \quad (26)$$

$\{\phi\}$ 及 $\{\bar{\phi}\}$ 分別為邊界上的勢函數值及其導函數值，而 $[K]$ 為與邊界的幾何學形狀有關的係數矩陣，其值請參考文獻(5)。

在自由水面 Γ_2 上由於大氣壓力一定及運動學邊界條件可得

$$\bar{\phi} = \frac{\sigma^2}{g} \phi, \quad z = 0 \quad (27)$$

由於假定海底 Γ_4 為不透水，其法線方向流速為0，即

$$\bar{\phi} = 0 \quad (28)$$

在等水深領域與任意水深領域的相接邊界面 Γ_1 上，由於兩領域的流體運動所引起的質量及能量流束必須連續的條件，可得下列的條件

$$\bar{\phi}_0(\xi, \eta, z) = \bar{\phi}(\xi, \eta, z) \quad (29)$$

$$\phi_0(\xi, \eta, z) = \phi(\xi, \eta, z) \quad (30)$$

若將外海假想邊界面 Γ_1 對水深方向分割成 n 層，水平方向分割成 m 個面元素，即將 Γ_1 面分割成 $m \times n$ 個面元素時，依文獻⁽⁹⁾可得外海假想邊界面 Γ_1 上任意水深領域速度勢與其導函數間的關係如下。

$$|\phi_1| = [R] |F_0 - K^* \bar{F}_0| + c [R] [K^*] [Q] |\bar{\phi}_1| \quad (31)$$

$$c = k/N_0 \sinh kh$$

$$N_0 = 0.5(1 + 2kh/\sinh 2kh)$$

式中腳註“1”表示邊界面 Γ_1 ， $[R]$ ， $[Q]$ 為周等⁽³⁾⁽⁴⁾所示係數矩陣。

在消波式防波堤或碼頭 Γ_3 上，由於假定反射率為 K_r ，即消能係數為 α 的結構物而得下列邊界條件⁽⁹⁾

$$\bar{\phi}(\xi, \eta, \zeta) = i k \alpha \phi(\xi, \eta, \zeta) \quad (32)$$

$$\alpha = (1 - K_r^2)^{1/2} \quad (33)$$

為便於將各邊界面的邊界條件代入(26)式，將(26)式依各邊界面以下列部份矩陣表示

$$\begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \phi_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} & k_{14} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} & k_{24} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} & k_{34} \\ k_{41} & k_{42} & k_{43} & k_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{\phi}_1 \\ \bar{\phi}_2 \\ \bar{\phi}_3 \\ \bar{\phi}_4 \end{bmatrix} \quad (34)$$

由於(28)的條件，我們可先求解邊界面1~3的未知函數，即

$$\begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \bar{\phi}_1 \\ \bar{\phi}_2 \\ \bar{\phi}_3 \end{bmatrix} \quad (35)$$

將(27)、(31)、(32)式代入上式，整理後得

$$\begin{bmatrix} [k_{11} - cRk^*Q] & \frac{\sigma^2}{g} k_{12} & ik\alpha k_{13} \\ k_{21} & \frac{\sigma^2}{g} k_{22} - I & ik\alpha k_{23} \\ k_{31} & \frac{\sigma^2}{g} k_{32} & ik\alpha k_{33} - I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R[F_0 - k^*F_0] \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (36)$$

解上式可得任意水深領域 Γ_1 邊界面上的速度勢導函數值及 Γ_2 , Γ_3 邊界面上的速度勢值。領域 II 水面上各點的波高與入射波高比值 K_d , 可以下式計算。

$$K_d = |\phi_2| \quad (37)$$

四、不規則波解析

依上述求得各成分規則波作用時港內各點的波高係數 K_d 後, 不規則波作用時的波高係數 K_D 及週期 K_T ⁽⁶⁾ 可分別由下式計算。

$$K_D = \frac{H_{1/3}}{(H_{1/3})_0} = 4.00 \sqrt{\int_0^\infty S_D(f^*) df^*} \quad (38)$$

$$K_T = \frac{T_{1/3}}{(T_{1/3})_0} = \sqrt{\pi b} \cdot \frac{\sqrt{\int_0^\infty S_D^*(f^*) df^*}}{\sqrt{\int_0^\infty f^{*2} S_D^*(f^*) df^*}} \quad (39)$$

$$S_D^*(f^*) = K_d^2 S^*(f^*) \quad (40)$$

$S_D^*(f^*)$ 表示受不規則入射波 $S^*(f^*)$ 作用時港內各點波譜, 腳註 0 表示外海領域等水深處的值。

五、計算及實驗例

本研究以圖 2 所示, 邊長 $10h$ (h 為外海領域等水深), 港口寬度 $5h$ 的正方形港池為計算例, 並在港內以表 1 所示組合, 配置如圖 3 所示消波碼頭 (空隙率 = 0.36), 各成分規則波作用時的反射率 ⁽⁹⁾ 如圖 4 所示。對波向垂直於港口 $\omega = 90^\circ$ 時, 計算入射波無因次有義角週頻率 $(\sigma_{1/3})_0^2 h/g = 1.206, 0.537, 0.302$, 計算各種配置的港內波高分佈, 但 $(\sigma_{1/3})_0 = 2\pi / (T_{1/3})_0$ 。

進行數值計算時係將波譜以 $m = 12$ 個週頻率分割, 個別計算港內波高分佈後, 利用 (38), (39) 式計算不規則波作用時的波高及週期分布。

本研究在長 $30m$ 、寬 $24m$ 、高 $1m$ 的不規則造波平面水槽, 配模型港池如圖 5 所示, 水深 h 為 $30cm$, 對甲及乙案進行檢証實驗, 圖 6 及 7 為不規則波垂直於防波堤, 入射波有義波週期 $\{T$

1/3) $\sigma = 1.0, 1.5, 2.0$ 作用時，甲及乙案配置港內等波高分布，圖 8 及 9 為等週期分布，左側為實驗值、右側為數值解。從實驗值與數值解的比較，發現不論波高或週期，實驗值與數值解間略有不同，但趨勢相當一致，證明本解析法的正確性。

圖 10 ~ 12 為甲 ~ 丁案配置不規則波及規則波作用時港內等波高分布比較，左側為規則波，右側為不規則波。不論那種配置，不規則波作用時港內的波高分布會變得比較平均化，即港內水面邊動會比較穩和，規則波作用時波高值小處會變大而波高值大處會有變小的現象。這種情形比較接近實際港內水面振動現象。

港內消波碼頭的配置組合對規則波或不規則波作用都呈同樣趨勢，碼頭全部配置消波式時（乙案）港內水面靜穩度最佳，其為丙案或丁案，隨入射波特性和異，甲案即全部為全反射碼頭時港內水面振動最為激烈。

六、結 論

由以上所述得知將波譜分割，對各成分波計算規則波作用時的變化後，再利用線形疊加原理計算不規則波作用時港內水面振動為一可行方法。本解析法的最大問題在電腦的容量及計算時間，利用 PC 486 計算本方法，在容量上沒有問題，但在速度上比較慢，即要發相當長的計算時間，但最近平價的高速工作站已推出，應可解決本問題。

由本研究的結果知道解析港內水面振動問題時，應以不規則波理論解析會比較接近實際現象。本研究計算例未考慮水深變化，其主要理由為考慮地形變化時，一定會產生碎波問題，本研究目前正在研究中，將於下次機會提出報告。

七、參考文獻

- (1) 周宗仁，林紹圭：應用邊界元素法解析任意地形及水深之港池水面波動問題，第八屆海洋工程研討會，中華民國 75 年 11 月。
- (2) 周宗仁，林紹圭：任意反射率防波堤或岸壁的港池水面振動數值分析，第十一屆海洋工程研討會，中華民國 78 年 11 月。
- (3) 周宗仁，韓文育，張景程：港灣的水面振動研究，第十三屆海洋工程研討會，中華民國 80 年 11 月。
- (4) CHOU, C. R., W. Y. Han: 'Wave-induced oscillation in harbor of arbitrary shape with arbitrary reflection coefficient in uneven sea bed', Computer Modelling in Ocean Engineering 91, 1991, 9.
- (5) 周宗仁：邊界元素法在波浪力學之應用，國立臺灣海洋大學河海工程學系，中華民國 72 年。
- (6) 永井康平：不規則な海の波の屈折および回折の計算，日本運輸省港湾技術研究所報告，第 11 卷，第 2 号，1972，6

- (7) Rice, S. O.: Mathematical analysis of random noise. Bell System Tech. J., Vol. 23 and 24, 1944, 45.
- (8) Bretschneider, C. L.: Significant waves and wave spectrum, Ocean Industry, Feb, 1968.
- (9) 周宗仁, 韓文育, 朱忠一: 消波式碼頭對港內水面振動之影響, 第六屆水利工程研討會, 1981年6月。

謝 誌

本研究獲行政院國家科學委員會專題研究計畫補助, 計畫編號NSC 81-0209-E-019-3, 特表謝意。

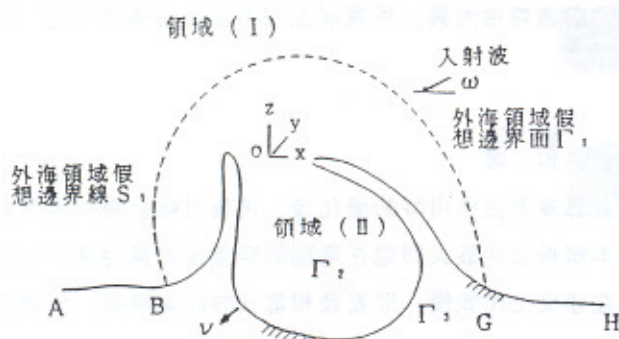


圖 1 定義圖

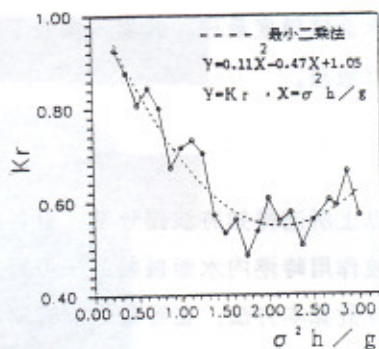


圖 4 規則波作用時消波碼頭反射率

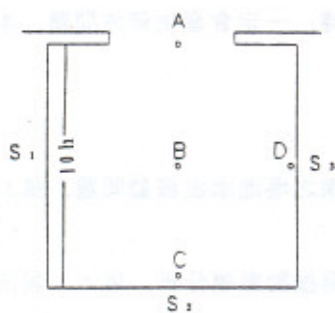


圖 2 數值計算例

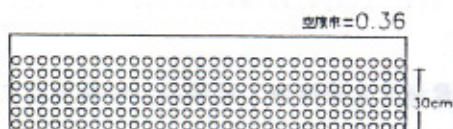
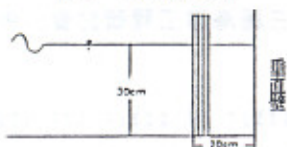


圖 3 消波碼頭模型及断面水槽配置

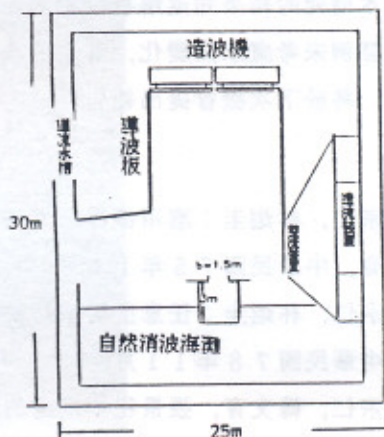
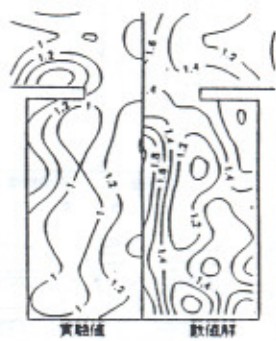


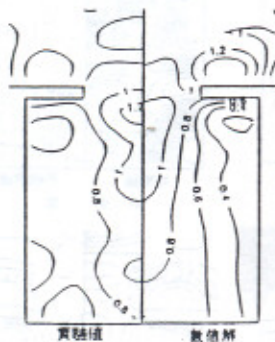
圖 5 平面水槽配置

表 1 消波碼頭配置組合

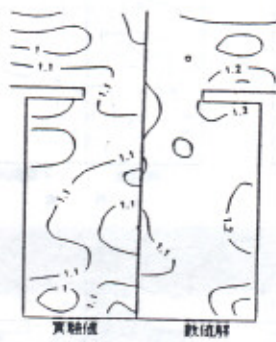
	S ₁	S ₂	S ₃	備 註
甲案	×	×	×	○消波式碼頭 ×全反射碼頭
乙案	○	○	○	
丙案	×	○	×	
丁案	○	×	○	



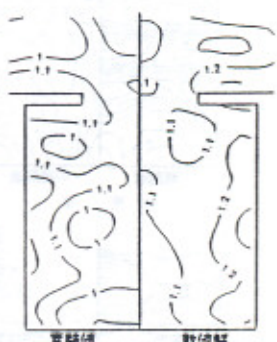
(a) $(T_{1/2})_0 = 1.0$ 秒



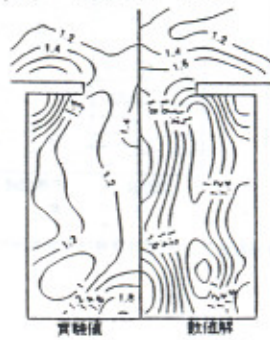
(a) $(T_{1/2})_0 = 1.0$ 秒



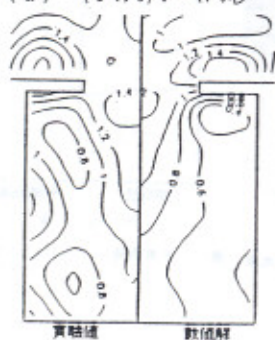
(a) $(T_{1/2})_0 = 1.0$ 秒



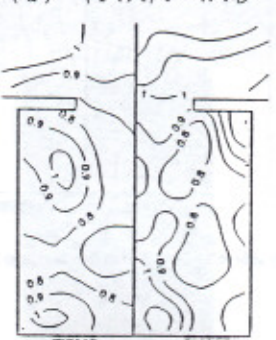
(a) $(T_{1/2})_0 = 1.0$ 秒



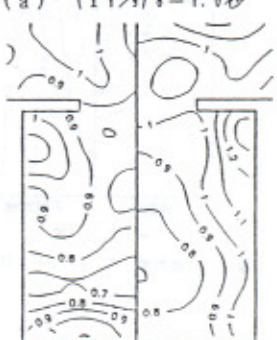
(b) $(T_{1/2})_0 = 1.5$ 秒



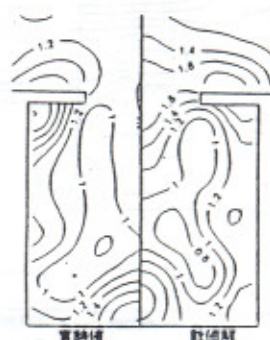
(b) $(T_{1/2})_0 = 1.5$ 秒



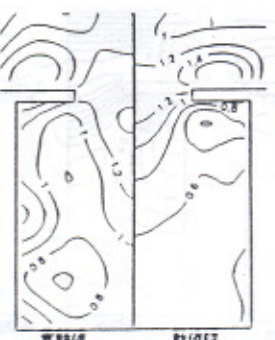
(b) $(T_{1/2})_0 = 1.5$ 秒



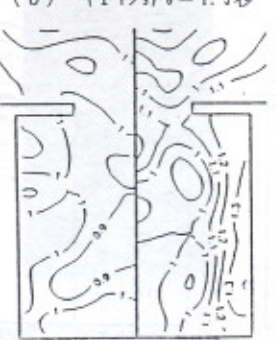
(b) $(T_{1/2})_0 = 1.5$ 秒



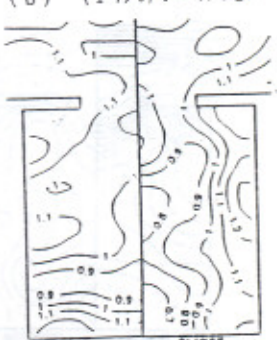
(c) $(T_{1/2})_0 = 2.0$ 秒



(c) $(T_{1/2})_0 = 2.0$ 秒



(c) $(T_{1/2})_0 = 2.0$ 秒



(c) $(T_{1/2})_0 = 2.0$ 秒

圖 6 甲案配置等波高分分布
數值解與實驗值比較
 $h = 30 \text{ cm}, \omega = 90$

圖 7 乙案配置等波高分分布
數值解與實驗值比較
 $h = 30 \text{ cm}, \omega = 90$

圖 8 甲案配置等週期分分布
數值解與實驗值比較
 $h = 30 \text{ cm}, \omega = 90$

圖 9 乙案配置等週期分分布
數值解與實驗值比較
 $h = 30 \text{ cm}, \omega = 90$

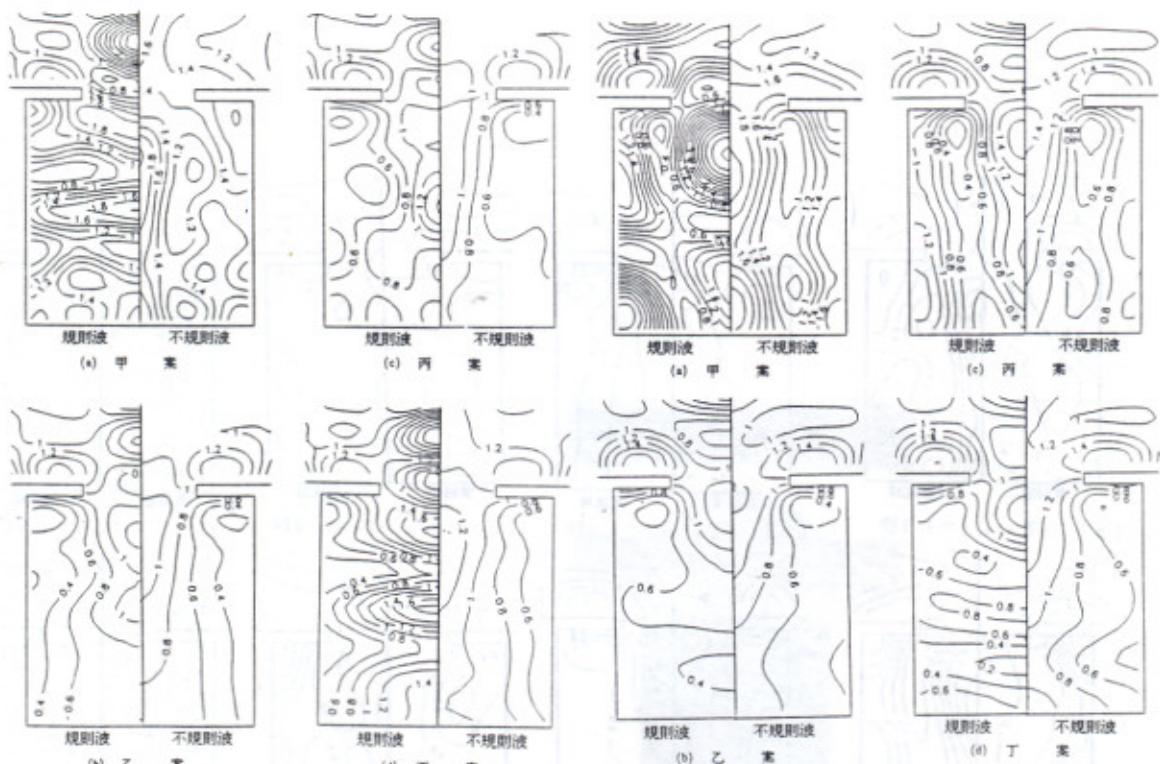


圖10 不規則波 $(T_{1/3})_0 = 1.0$ 秒及規則波 $T = 1.0$ 秒作用港內等波高分布比較

圖11 不規則波 $(T_{1/3})_0 = 1.5$ 秒及規則波 $T = 1.5$ 秒作用港內等波高分布比較

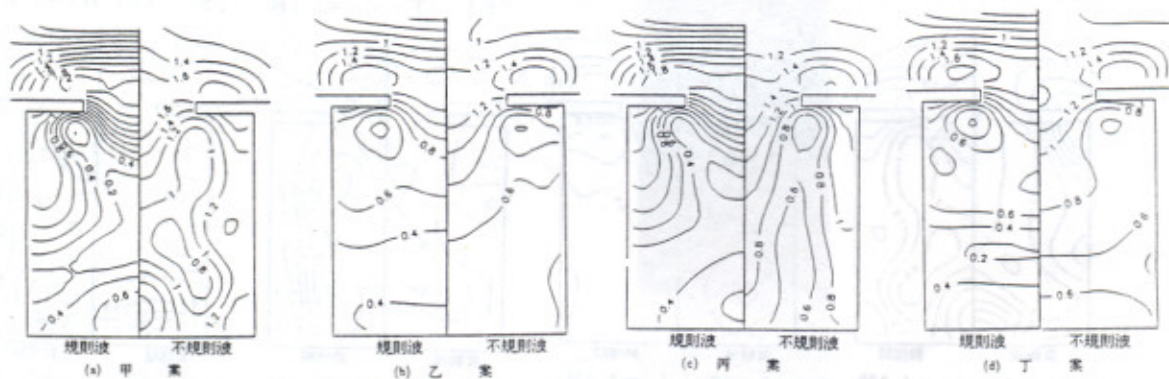


圖12 不規則波 $(T_{1/3})_0 = 2.0$ 秒及規則波 $T = 2.0$ 秒作用港內等波高分布比較

STUDY ON THE OSCILLATION FOR UNIDIRECTIONAL IRREGULAR WAVE

C. R. CHOU^{*} W. Y. HAN^{**} W. K. WENG^{*} & C. I. CHU^{*}

ABSTRACT

A systematic approach for the oscillation of unidirectional irregular wave in a harbor of dissipating quay is presented in this paper.

The analysis is based on the spectral resolution method by NAGAI in 1972, where each component wave is known exactly. Assuming that such incident component waves are small amplitude type, oscillation of these regular wave can be obtained by numerical model presented by authors. The oscillations for irregular wave can then be obtained through linear superposition.

Compared with results from wave basin experiments, good agreements are obtained.

* National Taiwan Ocean University, Dept. of River and Harbor Engineering.

** Council of Agriculture, Executive Yuan