

波流共存場受圓柱體群影響之實驗與理論結果比較

周宗仁¹ 嚴信賢²

摘要

本文以邊界元素法計算位於波流共存場因圓柱體群存在所引起之波高變化，藉以探討圓柱體群與波流共存場的相互影響。波流共存場的速度勢係以定常水流速度勢及以考量流效應（即杜普勒效應）之非常常波浪速度勢的合成表示。最後將數值計算與水工模型實驗結果作一比較。

Comparisons between Experimental and Theoretical Results in Wave-Current Field Affected by Cylinders

Chou Chung-Ren¹ Yan Shinn-Shan²

Abstract

This paper used the boundary element method to calculate the wave height distributions around the cylinders in wave-current field. The velocity potential of a wave-current field can be expressed as a sum of a steady current potential and an unsteady wave potential of including the effects of current (Doppler's effect). The result for numerical analysis will be compared with the experimental result.

一、前言

在實際海洋中，波浪與流常是同時存在且相互影響，尤其在結構物周邊波流共存場的交互作用相當複雜且重要，因此探討結構物附近波浪特性時，應將流效應列入考量，方能合理解析該等結構物與波流場之相互影響。

關於波浪、水流交互作用之研究過去已有許多學者專家從理論、數值及實驗等各方面進行研究，如 Longuet-Higgins 及 Stewart (1961) 提出輻射應

力觀念及攝動展開法解析波流交互作用，Peregrine (1976) 應用輻射應力的觀念探討波流的交互作用，Newman (1978) 研究在波流場中船舶的運動，Thmoas (1981) 分別以數值和實驗的方法討論線性波與流的交互作用，Grue 及 Palm (1985) 探討均勻水流中，潛體引起波浪的散射與繞射現象，Zhao 及 Faltinsen (1988) 研究無限水深中，自由表面處二維物體與波流場的交互作用，Eatock et al. (1990) 以勢流理論分析在長波範圍中以低速前進的物體所受的漂流力，松井等 (1991) 以勢流理論和微變法解析波流共存場中垂直圓柱所受的波力。

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研究所博士班研究生

以往一些學者如 Longuet-Higgins 及 Stewart (1961), 視波流共存場的角週頻率為一定值, 探討波流交互作用時的波長變化; 但依杜普勒效應而言, 波浪之視角週頻率將受水流速度影響而改變, 本文引用 Newman(1978) 與 Isaacson & Cheung (1993), 假設水流速度很小及波浪為微小振幅波運動時, 可將波流共存場的速度勢以定常水流速度勢和非定常波浪速度勢的合成表示, 其中定常水流速度勢為水流受圓柱影響的速度勢, 非定常波浪速度勢為將流效應(即杜普勒效應)考量在內的波浪速度勢。解析方法首先利用二次度邊界元素法計算出水流受圓柱體群影響的定常水流速度勢及其附近的的分佈; 對特定波浪, 當流不存在時的角週頻率已知時, 可應用杜普勒效應 (Doppler's effect) 公式求出波浪在任意解析點受水流速度影響的視角週頻率, 經以三次度邊界元素法計算出波流共存場受圓柱體群影響的非定常波浪速度勢, 再將此非定常波浪速度勢與定常流速度勢組合, 即可求得波流共存場中大型圓柱體群周邊的速度勢。換言之, 本文探討波、流、結構物間相互作用係直接透過三次度邊界元素法解析, 以此解決二次度邊界元素法無法解析上述三者間交互作用之問題。雖本文為解析方便僅以等水深圓柱體群為計算例, 然利用本數值模式可擴展分析任意形狀、水深之海岸結構物與波流共存場的相互影響。至於實驗部份將在海洋大學之海洋工程綜合實驗館 50m × 50m 的平面水槽進行。

二、理論分析及數值方法

如圖 1. 所示, 取 $o-xyz$ 為空間固定座標系, 靜水面為 xy 平面, z 軸向上為正, 水深為 h 。在距離圓柱體群極遠處, 通常以入射波波長的一半以上即可(周、韓, 1993), 設置一假想邊界 Γ_1 將流體領

域分成外領域 I 及圓柱群附近領域 II。

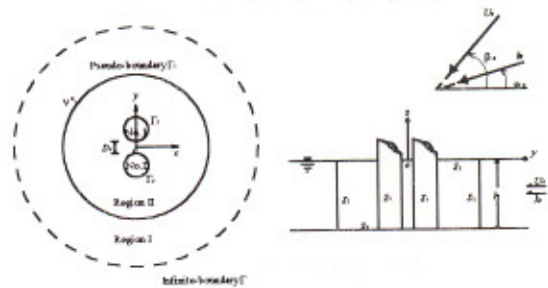


圖 1. 定義圖

假設兩領域的流體運動為非黏性、非壓縮性的理想流體且為非旋轉性運動, 則兩領域流體運動均應持有一速度勢 Φ 並滿足 Laplace 方程式。假設在離圓柱群無限遠處, 有一與 x 軸呈 β_0 角之平面等速流 U_0 (假設水深方向速度不變) 流入和具一定角週頻率 $\sigma_0 (=2\pi/T, T$ 為波浪的週期)、振幅為 ζ_0 並與 x 軸呈 ω_0 角的簡諧波入射, 若考慮水流速度及波浪振幅均微小時, 依 Newman(1978) 與 Isaacson & Cheung (1993) 所述方法, 可將等水深波流共存場的速度勢 Φ 表示成定常水流速度勢 Φ^C 和將流效應(即杜普勒效應)考量在內的非定常波浪速度勢 Φ^W 的合成。

$$\Phi = \Phi^C + \Phi^W \quad (1)$$

其中 Φ^C 、 Φ^W 均滿足 Laplace 方程式。

2.1 定常水流速度勢

2.1.1 領域 I 定常水流速度勢

領域 I 定常水流速度勢 $\phi^{(1)}$ 可以由圓柱不存在時, 無限遠處等速流 U_0 產生的速度勢 ϕ^0 及其受圓柱群影響產生的擾動速度勢 ϕ^* 之合成表示,

$$\phi^{(1)} = \phi^0 + \phi^* \quad (2)$$

其中 $\phi^0 = -U_0(x \cos \beta_0 + y \sin \beta_0)$, 擾動速度勢 ϕ^* 滿足 Laplace 方程式,

$$\frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi^*}{\partial y^2} = 0 \quad (3)$$

根據 Green 第二定理, 擾動速度勢 φ^* 可由下列之邊界積分方程式求得,

$$c\varphi^*(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_1} \left[\frac{\partial \varphi^*(\xi,\eta)}{\partial \nu} \ln \frac{1}{r} - \varphi^*(\xi,\eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\ln \frac{1}{r} \right) \right] ds \quad (4)$$

上式中的 $\varphi^*(\xi,\eta)$ 及 $\varphi^*(\xi,\eta)/\partial \nu (= \bar{\varphi}^*)$ 分別表示在假想邊界 Γ_1 的速度勢和向外法線方向的速度勢導函數。 $r = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$, 在形狀平滑的邊界上, $c=1/2$, 在領域內時, $c=1$ 。

為進行數值計算, 將邊界 Γ_1 分割成 N_1 個一定線元素 Γ_j , 假定元素 Γ_j 內的函數值一定, 以該元素之中央節點值為代表, 在 $c=1/2$ 的情況下對(4)式加以離散化, 並以下列的矩陣形式表示,

$$\{\varphi^*\} = \{k^*\} \{\bar{\varphi}^*\} \quad (5)$$

上式中的 $\{\varphi^*\}$ 及 $\{\bar{\varphi}^*\}$ 分別是假想邊界 Γ_1 上的速度勢和向外法線方向速度勢的導函數, $\{k^*\}$ 為由邊界形狀決定的相關係數矩陣, 詳細數值計算方法請參考周 (1983)。

2.1.2 領域 II 定常流的速度勢

在領域 II, 定常水流速度勢 $\varphi^{(2)}$ 為受圓柱群影響的水流速度勢, 亦滿足 Laplace 方程式。由 Green 第二定理, 定常水流速度勢 $\varphi^{(2)}$ 可由下列之邊界積分方程式求得,

$$c\varphi^{(2)}(x,y) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma} \left[\frac{\partial \varphi^{(2)}(\xi,\eta)}{\partial \nu} \ln \frac{1}{r} - \varphi^{(2)}(\xi,\eta) \frac{\partial}{\partial \nu} \left(\ln \frac{1}{r} \right) \right] ds \quad (6)$$

上式中的 $\varphi^{(2)}(\xi,\eta)$ 及 $\varphi^{(2)}(\xi,\eta)/\partial \nu (= \bar{\varphi}^{(2)})$ 分別表示在

邊界 $\Gamma (= \Gamma_1 + \Gamma_2)$ 的速度勢和向外法線方向的速度勢導函數。如 2.1.1 所述, 在 $c=1/2$ 的情況下對式 (6) 加以離散化, 並以下列的矩陣形式表示,

$$\{\varphi^{(2)}\} = \{k\} \{\bar{\varphi}^{(2)}\} \quad (7)$$

2.1.3 邊界條件

水流速度勢 φ 在自由水面、不透水海底之邊界條件分別為,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0, \quad z = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0, \quad z = -h \quad (9)$$

在距離圓柱群無限遠處, 其擾動速度勢 $\varphi^* \rightarrow 0$ 。而在固定不透水圓柱群上的邊界條件為,

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \nu} = 0, \quad \text{on } \Gamma_2 \quad (10)$$

因領域 I、II 的流體運動在假想邊界 Γ_1 的質量及能量流束(flux)必須連續的條件得,

$$\bar{\varphi}^{(2)} = \bar{\varphi}^{(1)} \quad (11)$$

$$\varphi^{(2)} = \varphi^{(1)} \quad (12)$$

2.1.4 聯立方程式

為便於將各邊界條件代入式 (7) 中, 可將式 (7) 以下列部份矩陣形式表示,

$$\{\varphi_i^{(2)}\} = \{k_{ij}\} \{\bar{\varphi}_j^{(2)}\} \quad (i, j = 1, 2) \quad (13)$$

將式 (2) 代入式 (11)、(12), 並與式 (5) 聯立求解可得,

$$\{\bar{\varphi}^{(2)}\} = \{k_{11} - k^*\}^{-1} \{\varphi^0 - k^* \bar{\varphi}^0\} \quad (14)$$

將式 (14) 及式 (10) 二式代入式 (13), 可求得邊界 Γ_1 、 Γ_2 的速度勢 $\varphi^{(1)}$ 、 $\varphi^{(2)}$ 。

2.1.5 圓柱體群附近的流速分佈

依上述方法求得邊界 Γ_1 和 Γ_2 上的速度勢及法線方向速度勢的導函數, 則圓柱體群附近的水流速度可依下列方程式求得,

$$u = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^N \left\{ \varphi_j^{(2)} \left(\frac{x_j - x_i}{r^2} \right) - \varphi_j^{(2)} \left[\frac{v_x}{r^2} - \frac{2(x_j - x_i)[(x_j - x_i)v_x + (y_j - y_i)v_y]}{r^4} \right] \right\} ds_j \quad (15)$$

$$v = \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^N \left\{ \varphi_j^{(2)} \left(\frac{y_j - y_i}{r^2} \right) - \varphi_j^{(2)} \left[\frac{v_y}{r^2} - \frac{2(y_j - y_i)[(x_j - x_i)v_x + (y_j - y_i)v_y]}{r^4} \right] \right\} ds_j \quad (16)$$

式中 v_x 、 v_y 為邊界 Γ 上的單位法線向量 \vec{v} 在 x 、 y 方向的分量。

2.2 非定常波浪速度勢

在無限遠處，一角週頻率為 σ_0 ，振幅為 ζ_0 ，週波數為 k_0 的微小振幅波與 x 軸呈 ω_0 角入射。波浪角週頻率 σ_0 與週波數 k_0 滿足下列之分散關係式，

$$\frac{\sigma_0^2 h}{g} = k_0 h \tanh(k_0 h) \quad (17)$$

其中 g 為重力加速度。假設水流之速度及波浪振幅均很小時，則波流共存場中含流效應的非定常波浪速度勢可表示成，

$$\Phi^W = \frac{g \zeta_0}{\sigma_0} \phi e^{-i\sigma t} \quad (18)$$

上式中， i 為複數單位， t 表示時間， ϕ 為無因次化之勢函數並滿足 Laplace 方程式，

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (19)$$

在式 (18) 中之 σ 為固定座標系中，波浪於任意處受水流影響之波浪視角週頻率，可由下列之杜普勒效應公式表示，

$$\sigma = \sigma_0 + \vec{k} \cdot \vec{U} \quad (20)$$

其中 $|\vec{k}| = k_0$ ， $|\vec{U}| = \sqrt{u^2 + v^2}$ 。

2.2.1 領域 I 波浪速度勢

在領域 I 波浪勢函數可由入射波的勢函數 ϕ^0 和入射波受圓柱群影響所產生的繞射波勢函數 ϕ^* 表示，

$$\phi^{(1)} = \phi^0 + \phi^* \quad (21)$$

當假想邊界 Γ_1 離圓柱群夠遠，則可將因圓柱群存在所引起的散射影響忽略，且因等水深的原故，利用變數分離法將領域 I 的波浪勢函數以下列形式表示，

$$\phi^{(1)} = [f^0 + f^*] \frac{\cosh[k(z+h)]}{\cosh(k_0 h)} \quad (22)$$

式中 f^0 為入射波之勢函數，勢函數 f^* 為受圓柱群影響所產生的繞射波勢函數，而波流共存場入射波之勢函數可表示為，

$$f^0 \exp(-i\sigma t) = -i \exp\{-i[k_0(x \cos \omega_0 + y \sin \omega_0) + \sigma t]\} \quad (23)$$

將式 (22) 代入式 (19) 中，可得 f^* 為滿足下列 Helmholtz 方程式的未知勢函數，

$$\frac{\partial^2 f^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f^*}{\partial y^2} + k_0^2 f^* = 0 \quad (24)$$

在無窮遠邊界 Γ_∞ ，勢函數 f^* 滿足 Sommerfeld 輻射條件。根據 Green 定理，勢函數 f^* 可由下列之邊界積分方程式求得，

$$ef^*(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma_1} \left[\frac{\partial f^*(\xi, \eta)}{\partial \nu} H_0^{(1)}(k_0 r) - f^*(\xi, \eta) \frac{\partial}{\partial \nu} (H_0^{(1)}(k_0 r)) \right] ds \quad (25)$$

式中 $f^*(\xi, \eta)$ 為邊界上特定點的勢函數， $\frac{\partial}{\partial \nu}$ 為向外法線方向勢函數的導函數， $H_0^{(1)}$ 為 0 次第 1 種 Hankel 函數。如前所述，在 $c=1/2$ 的情況下，將式 (25) 離散化，可得下列的矩陣形式，

$$\{F^*\} = \{K^*\} \{\bar{F}^*\} \quad (26)$$

其中 $\{F^*\}$ 及 $\{\bar{F}^*\}$ 分別是假想邊界 Γ_1 上的勢函數和向外法線方向的勢函數的導函數， $\{K^*\}$ 為由邊界形

狀決定的係數矩陣。

2.2.2 領域 II 波浪勢函數

領域 II 為由假想邊界面 S_1 、自由水面 S_2 、圓柱群邊界面 S_3 及海底邊界面 S_4 所圍成的三次封閉度領域，令 $S=S_1+S_2+S_3+S_4$ ，而領域 II 波浪勢函數 $\phi^{(2)}$ 亦滿足 Laplace 方程式。根據 Green 第二定理，領域 II 內任意一點的勢函數 $\phi^{(2)}(x,y,z)$ 可由上述封閉領域邊界面上的速度勢 $\phi^{(2)}(\xi,\eta,\zeta)$ 及在向外法線方向的一次導函數 $\bar{\phi}^{(2)}(\xi,\eta,\zeta) = \partial\phi^{(2)}(\xi,\eta,\zeta)/\partial\nu$ 以下列邊界積分方程式計算，

$$c\phi^{(2)}(x,y,z) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\bar{\phi}^{(2)}(\xi,\eta,\zeta) \frac{1}{R} - \phi^{(2)}(\xi,\eta,\zeta) \frac{\partial}{\partial\nu} \left(\frac{1}{R} \right) \right] dA \quad (27)$$

式中 $R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2}$ ，為領域任意一點 (x,y,z) 至邊界 S 上的特定點 (ξ,η,ζ) 距離，當任意點 (x,y,z) 在領域內時 $c=1$ ，當 (x,y,z) 趨近平滑的邊界 (ξ,η,ζ) 時， $c=1/2$ 。

為進行數值分析，將邊界面 $S_1 \sim S_4$ 分別分割成 $N_1 \sim N_4$ 個一定的四角形元素 (constant plane element)，元素面積為 A_j ，而元素內的函數值為一定，並以該元素之中點值為代表值，在 $c=1/2$ 的情況下加以離散化，則可得下列的矩陣形式，

$$\{\phi^{(2)}\} = \{K\} \{\bar{\phi}^{(2)}\} \quad (28)$$

其中 $\{\phi^{(2)}\}$ 及 $\{\bar{\phi}^{(2)}\}$ 分別為邊界 S 上的勢函數和法線方向勢函數的導函數， $\{K\}$ 為由邊界面形狀決定的係數矩陣，其詳細數值計算方法請參考周(1983)。

2.2.3 邊界條件

(1) 自由水面的邊界條件：假設水流速度及波浪振幅都很小，由線性理論得自由水面的邊界條件，

$$\frac{\partial\phi^{(2)}}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi^{(2)}, \quad z = 0 \quad (29)$$

其中視週頻率 σ 可由式(20)計算求得，式(20)中之水流變化可由 2.1 節中求得。波、流之交互作用可視其為在自由水面任意處的杜普勒效應，而此邊界條件包含了杜普勒效應，所以波、流、圓柱群間之相互作用可利用三次度邊界元素法解析求得。

(2) 圓柱體表面的邊界條件：若圓柱群為不透水性結構物，則在圓柱體群表面上的邊界條件為

$$\frac{\partial\phi^{(2)}}{\partial\nu} = 0, \quad \text{on } S_3 \quad (30)$$

(3) 海底的邊界條件：假定海底為固定不透水，則法線方向的速度為零，即

$$\frac{\partial\phi^{(2)}}{\partial\nu} = 0, \quad \text{on } S_4 \quad (31)$$

(4) 假想邊界面 S_1 的邊界條件：因領域 I、II 的流體運動在的假想邊界面 S_1 的質量及能量流束 (flux) 必須連續的條件得

$$\bar{\phi}^{(2)} = \bar{\phi}^{(1)} \quad (32)$$

$$\phi^{(2)} = \phi^{(1)} \quad (33)$$

2.2.4 聯立方程式

為便於將各邊界的條件代入式(28)，可將式(28)重新表示成相關於假想邊界面 S_1 、自由水面 S_2 、圓柱邊界面 S_3 及海底邊界面 S_4 勢函數的部分矩陣形式

$$\{\phi_i^{(2)}\} = \{K_{ij}\} \{\bar{\phi}_j^{(2)}\} \quad (i, j = 1, 2, 3, 4) \quad (34)$$

在假想邊界 S_1 依水深方向分割成 M 個元素及水平方向 N 個元素，由式(26)、(32)及(33)三式，得到在假想邊界面 S_1 上勢函數與其法線方向導函數間的關係，

$$\{\phi_1^{(2)}\} = \{R\} \{F^0 - K^* \bar{F}^*\} + C \{R\} \{K^*\} \{Q\} \{\bar{\phi}_1^{(2)}\} \quad (35)$$

其中 $C = k_0 / N_0 \sinh(k_0 h)$ ， $N_0 = 1/2 + k_0 h / \sinh(2k_0 h)$ ，係數矩陣 $\{R\}$ 及 $\{Q\}$ 可參閱周、韓(1993)。

將式(29)、(30)、(31)及(35)代入式(34)中，可整理得，

$$\begin{cases} K_{11} - CRK^*Q & \frac{\sigma^2}{g} K_{12} & 0 \\ K_{21} & \frac{\sigma^2}{g} K_{22} - I & 0 \\ K_{31} & \frac{\sigma^2}{g} K_{32} & -I \end{cases} \begin{cases} \bar{\phi}_1^{(2)} \\ \phi_2^{(2)} \\ \phi_3^{(2)} \end{cases} = \begin{cases} RF^0 - K^*F^0 \\ 0 \\ 0 \end{cases} \quad (36)$$

式中 I 代表一單位矩陣。計算式(36)將可求得假想邊界 S_1 的勢函數在法線方向的導函數、自由水面邊界 S_2 和結構物表面邊界 S_3 的勢函數。

2.3 圓柱體群附近的波高分佈

作用在圓柱體表面任意位置的壓力 p 可由伯努利方程式(Bernoulli's equation)表示為，

$$p = -\rho \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} (\nabla \Phi)^2 + gz \right] \quad (37)$$

式中 ρ 為流體密度。將式(1)代入上式，將速度的平方項忽略，在自由水面處，流體運動受一定之大氣壓力作用，所以可視壓力 $p=0$ ，則圓柱群附近領域的表面波形 ζ 為，

$$\zeta = -\frac{1}{g} \left[\frac{\partial \Phi^w}{\partial t} + \nabla \Phi^C \cdot \nabla \Phi^w \right] \quad (38)$$

將式(18)代入上式，可整理得結構物附近領域的波高比值 $K_d(\zeta/\zeta_0)$ 為，

$$K_d = \frac{1}{\sigma_0} \left| i\sigma\phi - \nabla\phi^{(2)} \cdot \nabla\phi^{(2)} \right| \quad (39)$$

三、實驗

本實驗將在海洋大學海洋工程綜合實驗館之

平面水槽進行模型試驗，該水槽長 50m、寬 50m、深 1.5m。

3.1 實驗條件及設備配置

為實驗與數值計算相互配合，選用適當之水深 $h=40\text{cm}$ ，波數 $k_0h=1.0$ ($\sigma_0^2h/g=0.762$, $T=1.2$ 秒)，水流 $U_0=10\text{cm/s}$ 及波流交角 $\theta_0=60^\circ$ 、 90° 及 120° ；並以直徑 20cm、高 60cm 之壓克力製圓柱為實驗模型。平面水槽之實驗設備配置如圖 2 所示。

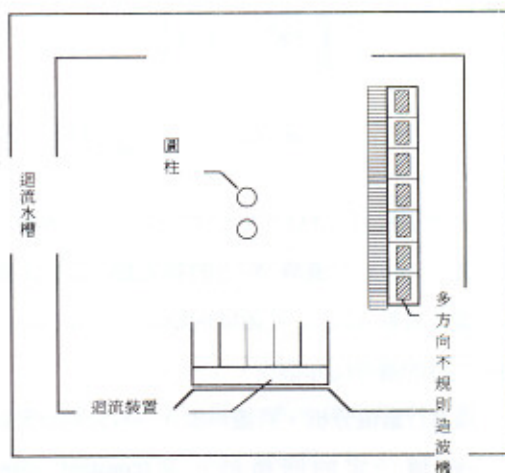


圖 2 實驗水槽之配置

(1)造波機為 7 部多方向不規則造波機組合而成，每部造波機有 8 個葉片，長 0.5m，造波機全長為 28m，其造波方式為蛇形、葉片連續動作方式，以電腦控制可造出單方向、多方向之規則波及不規則波。

(2)波高計為 50cm 測線之容量式波高計，配合 6 頻道波高增幅器經 A/D 界面卡將訊號傳至電腦記錄分析以讀取波高資料，本實驗館共有 60 頻道可同時量測波高。

(3)造流裝置為由 10 部 20 匹馬力之抽水馬達組成，每 3m 配置 2 部馬達，前方每隔 0.2m 排放 2.5m 長之導流板，並配合 1.2m 寬之迴流水槽使用以便造流。

(4)流速計為電磁式流速計。

3.2 實驗步驟

(1)實驗佈置定位：將圓柱擺設在造波板前 14m 處，波高計率定及架設，於造波板前 6m 處設置 2 支相距 1m 之波高計以測定入射波高，並以圓柱群中心為基準，每間隔 40cm 為量測點，共設置 49 支波高計。

(2)流速之檢定：實驗佈置完成後，將水槽進水至 40cm，由水槽之迴流裝製產生水流，調整造流裝置後方之水位閘門使其穩定且使水流速度符合實驗所需。為確定水流於量測斷面上為均勻流動，於流速量測斷面上之 10 個測點量測水流速度，調整水位閘門以便控制各測點所測得之流速與實驗流速相差 ± 1 cm/s 以內。

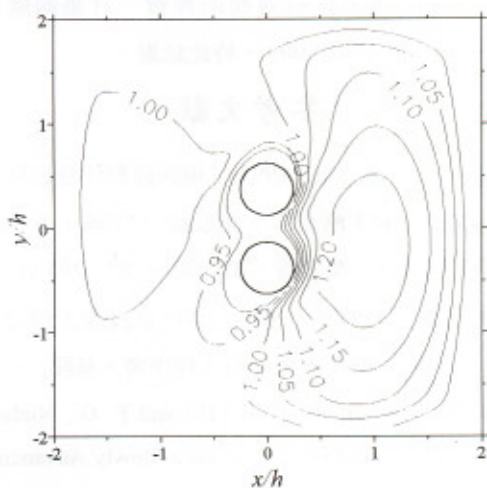
(3)波浪之產生及波高資料之擷取：於水流已穩定均勻流動時，將波浪條件輸入造波系統造波(由個人電腦控制)，待成熟波浪通過柱群並在未受反射波影響時完成波高資料之擷取。

(4)波高資料分析：將圓柱群周圍各測點量測到之波高值除以入射波高，繪製圓柱群周圍之等波高分佈圖。

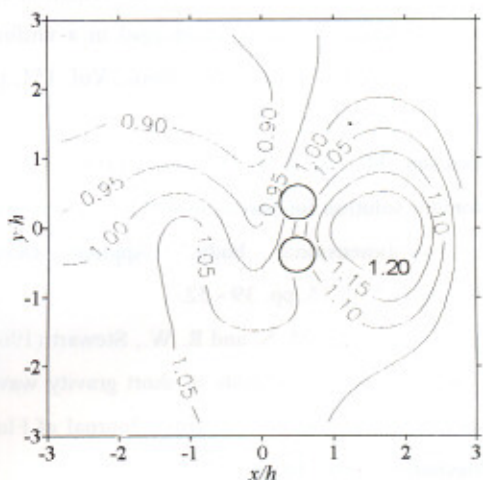
由於今年 7 月 31 日之賀伯颱風侵襲本省，造成嚴重災情，本校之海洋工程綜合實驗館亦慘遭其無情肆虐，儀器設備遭海水浸泡侵蝕，資料大部份流失，損失嚴重，以致實驗無法順利完成，待日後儀器設備修復，將繼續完成本實驗，故以下僅有一結果陳述。

四、數值與實驗之結果

圖 3 為波流交角 $\theta_0 = 90^\circ$ ，波數 $kh = 1.0$ ，水流速度 $U_0 = 10$ cm/s ($Fr = 0.05$) 之數值與實驗結果比較。從圖 3(a) 可發現波高分佈並不對稱於波浪入射方向 (x 軸)，此現象係因水流受圓柱影響，並向 $-y$ 方向偏移，比較實驗所得之結果，如圖 3(b) 所示，波高分佈亦有此現象，其趨勢吻合，且數值計算結果之波高值與實驗結果相當一致，故可驗證本數值模式之正確性。



(a) 數值計算結果



(b) 實驗結果

圖 3 波流交角 $\theta_0=90^\circ$ ，波數 $kh=1.0$ ，水流速度 $U_0=10\text{cm/s}(Fr=0.05)$ 之數值與實驗結果比較。

五、結論

在本文中，因為將波、流交互作用均以杜普勒效應處理，故在圓柱群周遭之水面任意位置之波數變化均不同，再以三次度邊界元素法解析波、流、圓柱群間之相互影響，其所得之結果與實驗吻合。

謝誌

本研究承蒙國科會補助經費，計畫編號為 NSC-84-2611-E-019-009，特此誌謝。

參考文獻

1. 周宗仁、韓文育 (1993) “規則波對任意形狀水深及反射率港池的水面振動”，中國土木水利工程學刊，第五卷，第四期，285 - 298 頁。
2. 周宗仁，1983，邊界元素法在波浪力學之應用，國立海洋大學河海工程學會，基隆。
3. Eatock Taylor, R., C. S., Hu and F. G., Nielsen (1990) "Mean Drift Forces on a Slowly Advancing Vertical Cylinder in Long Waves," Applied Ocean Research, Vol. 12(3), pp. 141 - 152.
4. Grue, J. and E., Palm (1985) "Wave radiation and wave diffraction from a submerged in a uniform current," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 151, pp. 257 - 278.
5. Isaacson, M. and K. F., Cheung (1993) "Time-domain solution for wave-current interaction with a two-dimensional body," Applied Ocean Research, Vol. 15, pp. 39 - 52.
6. Longuet-Higgins, M. S. and R. W., Stewart (1961) "The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 10, pp. 529 - 549.
7. Newman, J. N. (1978) "The Theory of Ship Motions," Advances in Applied Mechanics, Vol. 18, pp. 221 - 282.
8. Peregrine, D. H. (1976) "Interaction of Water Wave and Currents," Advances in Applied Mechanics, Vol. 16, pp. 9 - 116.
9. Thomas, G. P. (1981) "Wave-current interactions: an experimental and numerical study. Part 1. Linear waves," Journal Fluid Mechanics, Vol. 110, pp. 457 - 474.
10. Zhao, R. and O. M., Faltinsen, (1988) "Interaction between waves and current on a two-dimensional body in the free surface," Applied Ocean Research, Vol. 10(2), pp. 87 - 99.
11. 松井徹哉、李相曄、佐野公俊 (1991) “波と流れの共存場に置れた鉛直圓柱に於る流体力，”日本造船學會論文集，第 170 號，277 - 287 頁。