

波場數值及實驗模擬之研究

執行單位 : 數學模式組
群計畫召集人 : 蘇青和 研究員兼組長
第一子計畫主持人 : 蘇青和 研究員兼組長
第二子計畫主持人 : 莊文傑 副研究員
第三子計畫主持人 : 陳明宗 副研究員

Numerical and Experimental Simulations of Wave Fields

Ching-Ho Su , Wen-Jye Juang and Ming-Chung chen

Mathematical Modelling Division

Institute of Harbor & Marine Technology

Wuchi, Taichung District, Taiwan

摘 要

蘇青和 莊文傑 陳明宗

本計畫主要建立現場及實驗室波場數值模擬。首先引用波浪學理論及數值方法，建立可推算現場近岸海域波浪入射直立堤前水深不對稱溝渠上之波浪特性變化，及不規則形狀消波式岸壁港池波場分佈之數值模式。而試驗室之造波系統研究也是波場模擬重點之一。本計畫之研究成果將可提供港口規劃設計及實驗室造波系統設計之參考。

本研究分三個子題，分別探討(一)消波式岸壁港池之波場數值推算研究，(二)直立堤前水深非對稱溝渠上之波浪特性研究，(三)不規則波浪模擬系統之研究。前兩個子題是藉著透水介質、浮體、直立堤與規則波之交互作用的研究，將港灣內的入射波、岸壁反射波、船體散射、與輻射波所構成的波場完全解出，以供港灣規劃設計之用。後一子題則發展一套不規則造波模擬系統給定波譜之不規則波，以利水工試驗之應用。

第一子計畫利用理論解析多孔消波體波能消散特性，並設計於具代表性港池，推算消波岸壁港池之波場分佈及共振變化。首先由理論或數值解析探討多孔消波體置於半無限長區域受波浪作用之反射及波能消散特性。多孔消波體由多個水平或垂直之透水結構物及不透水直立壁、上壁所組成多個消波室之消波設計。考慮不同波浪作用下，相對波長、消波體之消波室寬度、孔隙牆厚度、牆之特性參數及浮體高度、厚度、浮體至消波體距離等為影響消波體之波浪反射重要因素。對特定的波浪，適當的安排消波室寬度及透水牆之相關參數，可有效減低波浪反射能量，達到較佳消波效果。本計畫也進一步解析浮體置於消波體前對消波體之消波影響。

為解析多孔消波體應用於港池岸壁，受波浪作用引起之共振特性變化，分別引用邊界元素法及有限元素法，建立包括透水性岸壁及不規則形狀港池之等水深及不等水深兩種模式。等水深模式使用簡易方便，不等水深模式則較週延，適用範圍較廣。本計畫建立之數值模式在退化為不透水岸壁時，與往昔學者之數值解、理論解及實驗值比較，皆得到合理的印證。關於港池共振現象，由多孔消波體設計之透水性矩形港池與不透水直立壁港池比較，發現共振週期可能改變，透水性港池共振點之擴大率較不透水直立壁港池為小；而這些多孔消波岸壁港池之波能消散現象與港池形狀、波浪週期、消波體特性等有關；不同的條件，對共振發生之週期或共振點擴大率之改變影響不同。對特定不規則形狀之港池，利用數值計算以選取

較佳多孔消波體參數，將可改變原有共振發生之週期及有效減低共振之振幅。最後，本文利用上述之港池共振數值模式，以花蓮港為例，探討以消波體設計之消波岸壁港池，求得港池之波場分佈及共振變化。

第二子計畫以空間二維次勢流波動理論，採用邊界元素法藉反射係數及透射係數探討波浪入射直立堤前水深不對稱溝渠上之波浪特性變化。由於溝渠地形天然地會對入射波浪產生反射、透射及散射效應，直立堤存在後不透水之特性亦形成邊界之強制反射效果，促使入射波浪透過溝渠地形後於直立堤前產生多重反射及透射現象，致使原入射波浪之特性變得不可預測且難以掌握。尤其溝渠中心與直立堤之距離對於波浪特性之變化影響最大，溝渠與直立堤距離越遠，溝渠後直立堤前之透射係數隨入射波特性變化之敏感度愈高，當堤渠距小於一倍溝渠寬度時，對淺水長波而言，透射係數一般會比一小；對中間水深以上之入射波而言，則透射係數一般反較一為大。由於溝渠地形與直立堤存在後對入射波浪之影響關係頗為微妙，因此在海岸外倘有溝渠地形存在，欲構設直立堤型之結構物就須格外謹慎、小心。

第三子計畫探討不規則波浪模擬系統。水工試驗是現場模擬的一種最佳表現方法，而試驗中最重要的就是須要一套正確的造波系統，以模擬各種試驗波浪。本研究乃利用現有之波浪資料及各有關之波浪波譜解析，推研波浪模擬之理論，建立製造波浪之電腦程式。並且加入群波理論，使各種波譜模式表現更完備。再配合電腦介面電路，依造電腦製造模式產生各種波浪資料，輸入造波系統，以模擬各種波浪，使試驗室能得到完美的現場再生。為了使波浪的模擬系統更便於操作和維護更新，另開發了一套通用型整合發展環境系統。從標題的顯示到畫面管理程式之設計，力求美觀和方便，再利用資料驅動技術，來結合下拉式和彈出式之功能表，使造波系統更完備，更具彈性化。

消波式岸壁港池之波場數值推算研究

- 執行單位 : 數學模式組
- 計畫主持人 : 蘇青和 研究員兼組長
- 協同主持人 : 陳冠宇 助理研究員
- 研究顧問 : 蔡丁貴 教授
- : 章梓雄 教授
- : 歐善惠 教授
- 參與人員 : 莊文傑 副研究員
- : 陳明宗 副研究員
- : 江中權 助理研究員
- : 陳毓清 行政助理

Wave Model of Porous-Wall Harbors

Ching-Ho Su, Guan-Yuan Chen

Mathematical Modelling Division

Institute of Harbor & Marine Technology

Wuchi, Taichung District, Taiwan

摘 要

蘇 青 和

本計畫利用理論解析多孔消波體波能消散特性，並設計於具代表性港池，推算消波岸壁港池之波場分佈及共振變化。

首先由理論或數值解析探討多孔消波體置於半無限長區域受波浪作用之反射及波能消散特性。多孔消波體由多個水平或垂直之透水結構物及不透水直立壁、上壁所組成多個消波室之消波設計。考慮不同波浪作用下，相對波長、消波體之消波室寬度、孔隙牆厚度、牆之特性參數及浮體高度、厚度、浮體至消波體距離等為影響消波體之波浪反射重要因素。對特定的波浪，適當的安排消波室寬度及透水牆之相關參數，可有效減低波浪反射能量，達到較佳消波效果。本計畫也進一步解析浮體置於消波體前對消波體之消波影響。

為解析多孔消波體應用於港池岸壁，受波浪作用引起之共振特性變化，分別引用邊界元素法及有限元素法，建立包括透水性岸壁及不規則形狀港池之等水深及不等水深兩種模式。等水深模式使用簡易方便，不等水深模式則較週延，適用範圍較廣。本計畫建立之數值模式在退化為不透水岸壁時，與往昔學者之數值解、理論解及實驗值比較，皆得到合理的印證。

關於港池共振現象，由多孔消波體設計之透水性矩形港池與不透水直立壁港池比較，發現共振週期可能改變，透水性港池共振點之擴大率較不透水直立壁港池為小；而這些多孔消波岸壁港池之波能消散現象與港池形狀、波浪週期、消波體特性等有關；不同的條件，對共振發生之週期或共振點擴大率之改變影響不同。對特定不規則形狀之港池，利用數值計算以選取較佳多孔消波體參數，將可改變原有共振發生之週期及有效減低共振之振幅。

最後，本文利用上述之港池共振數值模式，以花蓮港為例，探討以消波體設計之消波岸壁港池，求得港池之波場分佈及共振變化。

ABSTRACT

Ching-Ho Su

The analytical results of wave energy dissipation by a porous wave absorber under wave attack had been obtained . Numerical methods have been applied to solve the porous-wall harbor problem in practical harbors . Interesting results are obtained for harbor resonances and energy dissipation in porous-wall harbors.

Analytic solutions and numerical solutions are presented to describe the results of wave reflection and energy dissipation by a porous wave-absorber which is placed at the end of a semi-infinitely long region. Porous wave-absorber is composed of many porous structures together with solid walls . The reflection coefficients are affected by relative wave-length , width of the wave chamber , thickness of the porous structure , material properties of the porous structure , height and width of floating body, distance between floating body and wave-absorber. By suitably selecting the width of a wave chamber and parameters of a porous structure , considerable amount of wave energy can be dissipated.

A finite element model and a boundary element model are developed to calculate wave induced oscillations in permeable harbors of arbitrary shapes in either variable depth or constant depth . Present numerical results have been proven to agree well with the theoretical , experimental and numerical results obtained by most previous studies.

As compare to the conventional impermeable harbors, wave oscillations in porous-wall rectangular harbors are investigated theoretically. In present numerical results for the all types of harbors , the amplification factor depends on the width of a wave chamber as well as material properties of porous structures . It is also found that the resonant periods and the amplification factors at those periods may change with different kinds of porous-walls.

The results of wave dissipation by a porous-wall harbor which applied in Haw-Lien harbor are also investigated. The numerical results of wave distribution and harbor resonance in new porous-wall harbor are obtained .

消波式岸壁港池之波場推算模式研究

目 錄

| | |
|---------------------------------|-----|
| 中文摘要 | i |
| 英文摘要 | ii |
| 目錄 | iii |
| 圖目錄 | iv |
| 表目錄 | vi |
| 壹、前言 | 1 |
| 貳、消波式結構物在半無限長區域之波能消散 | 9 |
| 一、控制方程式及邊界條件 | 9 |
| 二、雙層多孔牆型孔消波體之波函數 | 15 |
| 三、波函數一般解析解 | 22 |
| 四、平面波一階解 | 27 |
| 參、消波式岸壁港池之波場推算數值模式 | 31 |
| 一、等水深不規則形狀港池波場計算—邊界元素法模式 | 31 |
| 二、不等水深不規則形狀港池波場計算—有限元素法模式 | 39 |
| 三、邊界元素法模式與有限元素法模式比較 | 50 |
| 肆、消波式岸壁港池之波能消散現象 | 52 |
| 一、消波式岸壁港池之岸壁邊界條件 | 52 |
| 二、消波岸壁港池港池共振特性 | 56 |
| 三、討論 | 68 |
| 伍、消波式岸壁應用於花蓮港港池之共振變化現象 | 69 |
| 一、花蓮港現場觀測之波浪特性 | 69 |
| 二、消波式岸壁之花蓮港港池共振特性 | 78 |
| 陸、結論及建議 | 87 |
| 參考文獻 | 91 |

圖 目 錄

| | |
|---|----|
| 圖 2-1 雙層多孔牆型多孔消波體設計側視示意圖 | 9 |
| 圖 3-1 不規則形狀港池平面示意圖 | 32 |
| 圖 3-2 邊界元素分割示意圖 | 36 |
| 圖 3-3 混合元素法區域分割示意圖 | 40 |
| 圖 3-4 矩形港池三角形元素分割示意圖 | 44 |
| 圖 3-5 矩形港池底端 A 點處擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖 | 51 |
| 圖 4-1 矩形港池平面圖 | 57 |
| 圖 4-2 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當消波室寬度為 $d/L = 0.25$ 在港池底端 A 點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖 | 58 |
| 圖 4-3 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當消波室寬度為 $d/L = 0.25$ 在港池中央 B 點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖 | 59 |
| 圖 4-4 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當消波室寬度為 $d/L = 0.25$ 在港池底端 A 點處在第一共振點處 $k_0 l = 1.3$ 處擴大率 R 與孔影響參數 G_0 相關曲線圖 | 60 |
| 圖 4-5 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當消波室寬度為 $d/L = 0.25$ 在第一共振點處 $k_0 l = 1.3$ 處擴大率 R 沿港池縱深方向 (y) 分佈曲線圖 | 62 |
| 圖 4-6 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當消波室寬度為 $d/L = 0.25$ 在第二共振點處 $k_0 l = 4.2$ 處擴大率 R 沿港池縱深方向 (y) 分佈曲線圖 | 62 |
| 圖 4-7 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當消波室寬度為 $d/L = 0.01$ 在港池底端 A 點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖 | 63 |
| 圖 4-8 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當消波室寬度為 $d/L = 0.01$ 在港池中央 B 點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖 | 63 |
| 圖 4-9 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當消波室寬度為 $d/L = 0.01$ 在港池底端 A 點處在無因次波數 $k_0 l = 1.3$ 處擴大率 R 與孔影響參數 G_0 相關曲線圖 | 64 |
| 圖 4-10 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當無因次波數 $k_0 l = 1.3$ 在港池底端 A 點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與消波室寬度為 d/L 相關曲線圖 | 64 |

| | |
|---|----|
| 圖 4-11 自由水面型態多孔岸壁之矩形港池當無因次波數 $k_0 l = 1.75$ 在港池底端 A 點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與消波室寬度 d/L 相關曲線圖 | 65 |
| 圖 4-12 自由水面型態多孔消波體之矩形港池當消波牆厚度為 $2b/h = 0.1$ 在港池底端 A 點處幾種不同消波室寬度為 d/L 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖 | 67 |
| 圖 4-13 自由水面型態多孔消波體之矩形港池當消波牆厚度為 $2b/h = 0.3$ 在港池底端 A 點處幾種不同消波室寬度為 d/L 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖 | 67 |
| 圖 5-1 花蓮港港池形狀及位置示意圖 | 72 |
| 圖 5-2 花蓮港港池水深分佈圖 | 73 |
| 圖 5-3 1994 年 7 月 8 日 16 時強烈颱風提姆過境時花蓮港外海附近 (編號 #00) 及 #8、#10、#22 三個碼頭附近觀測之逐秒水位變化圖 | 74 |
| 圖 5-4 花蓮港外海 (編號 #00) 及 #8、#10、#22 三個碼頭附近觀測點之波譜圖 | 76 |
| 圖 5-5 花蓮港外海 (編號 #00) 及 #8、#10、#22 三個碼頭附近觀測點之波譜圖 | 77 |
| 圖 5-6 花蓮港港池三角形元素分割示意圖 | 80 |
| 圖 5-7 數值計算現有花蓮港港池岸壁考慮不同反射係數在 8 號碼頭 (#08) 處之共振曲線圖 | 81 |
| 圖 5-8 數值計算現有花蓮港港池岸壁考慮不同反射係數在 10 號碼頭 (#10) 處之共振曲線圖 | 82 |
| 圖 5-9 數值計算現有花蓮港港池岸壁考慮不同反射係數在 22 號碼頭 (#22) 處之共振曲線圖 | 81 |
| 圖 5-10 數值計算現有花蓮港波浪週期為 15 秒整個港池波高分佈圖 | 84 |
| 圖 5-11 數值計算現有花蓮港波浪週期為 100 秒整個港池波高分佈圖 | 85 |
| 圖 5-12 數值計算現有花蓮港波浪週期為 157.5 秒整個港池波高分佈圖 | 86 |

表 目 錄

表一外海(編號#00)及#8、#10、#22碼頭4個觀測站之波浪統計特性 75

壹、前 言

直立式不透水結構物應用於港灣工程，雖然設計簡易方便，但受波浪作用時，幾乎全反射，水位增大，所承受重複波之波壓甚大，將影響結構物或港池之安定，因此工程上常利用消波異形塊放置於不透水結構物前，以減低波浪之反射效果。一般防波堤及海岸線附近之拋石或消波異形塊，即藉著部分能量消散、部分反射或部分穿透等消波功能，以減低波浪作用。而港池岸壁引用棧橋式碼頭或透孔式結構物，也具有減低波浪作用之效果。目前有不少學者探討透水性之防波堤、離岸堤、潛堤等與波浪之交互作用特性，而利用透水性結構物設計於港池岸壁或胸牆，以降低港內波高，在工程上也有不少實例，其消波效果也經實際的驗證，但學理上目前尚少探討透水性結構物設計於岸壁時，對港池之共振週期及波能消散產生之變化現象。

基本上波浪與透水性結構物交互作用是一種甚為複雜的物理現象，包括波浪表面之非線性、在高雷諾數時透水體內之亂流、波浪破碎對結構物之衝擊力、流體與多孔體介面之不連續性、多孔介質之不規則排列、不等向性及不穩定慣性力或摩擦力等，皆增加解析之困難。而事實上要了解透水結構物受波浪作用時之反射、透過及能量消散，甚至結構物本身所受波力、穩定度及越波等特性，皆不易由理論解析求得。其原因為透水結構物之波能消散、反射或穿透等特性，受水深、波浪之波高、週期、尖銳度、入射波方向等條件影響，而結構物之幾何形狀、孔隙率、穿透率、材料特性等也是重要因素。而這些因素也決定結構物本身所受波力、穩定度、波浪溯上、越波等物理特性。基於波浪與透水結構物交互作用之解析困難性，一般常引用線性波解析規則形狀均勻結構物之物理特性(例如長方體透水結構物：Sollitt及Cross (1972)，Liu et al. (1986)，Huang (1991)；多孔板：Chwang (1983))。而不規則形狀或特殊複雜型態消波體之分析，則有賴模型試驗觀測，或引用經驗公式。

Jarlan (1961, 1965)可能為最早探討多孔牆式防波堤引起波浪能量消散問題，其引用聲學原理解析固定式多孔牆消波，並配合實驗印證，發現反射係數之主要影響因素為波浪尖銳度，而與水槽寬度及系統頻率關係不甚明顯。Richey及Sollitt (1970)則引用Jarlan之防波堤原理進一步深入探討其消波特性。Terrett et al. (1968)引用長波理論及試驗探討多孔牆之消波效果指出，消波

室(由多孔牆與不透水直立壁組成)寬度等於波長四分之一加上半波長之倍數時，消波效果最佳，而在寬度為半波長之倍數時完全失去消波作用。

Chwang (1983) 探討薄均勻多孔板水平振動產生之重力自由波特性的，考慮多孔板造波機放置於等水深無限長水槽中央之情況，解析結果指出，其波浪特性與 Havelock (1929)，Biesel 及 Suquet (1951)，Ursell et al. (1960) 等學者解析不透水造波板產生之波浪，不但在水位變化不同，板前波壓分佈狀況也不相似。多孔板之重要特性為滿足達西定律(Darcy's law) (Taylor, 1956)，通過多孔板之流速與薄板兩側壓力差成正比關係。Chwang 及 Li (1983) 應用上述線性多孔板造波機理論，解析放置於半無限長水槽末端之活塞式多孔板造波機所產生之小振幅波特性的，並提出波浪捕捉(wave-trapping)現象及描述多孔板特性之多孔影響參數 G_0 (porous-effect parameter)。Chwang 及 Dong (1984) 進一步探討波浪捕捉現象，在考慮上述多孔板放置於半無限長水槽近末端處，他們發現在多孔板與槽端不透水直立壁間之距離等於四分之一波長加上半波長倍數時，板前反射係數最小，此時若多孔影響參數 G_0 等於 1 時，反射係數為零，反射波完全消失，此研究顯示多孔板及直立壁形成之消波室具有消波特性。以上分析顯示 Chwang (1983) 之多孔板理論，在引用多孔影響參數 G_0 ，可簡易清晰的描述其消波特性。

Twu 及 Lin (1991) 引用 Chwang (1983) 之多孔板理論，解析多片孔隙板置於半無限長等水深水槽，對線性波波形及波壓之影響。並以金屬網及海綿網作為多孔板材料，在試驗室對反射係數之特性得到合理之印證，並進一步驗證多孔板之消波特性。有關多層多孔板之消波能力，Jamieson 及 Mansard (1987) 利用一系列多孔板進行試驗，也證明可消滅大部分入射波波能，使反射係數達 0.05 以下。

Chwang et al. (1989) 推廣消波室之消波功能，提出近似封閉式消波室之多孔岸壁 (porous-wall) 觀念，假設消波室為靜水區(動壓力視為零)，探討剛性水面型態多孔岸壁之波浪反射特性。他們發現在垂直入射波作用下，壁前之反射係數甚小，而與消波室寬度無關，僅與多孔影響參數 G_0 之值有關；當多孔影響參數 G_0 等於 1，即入射波波速等於特徵波速時，反射波完全消失。在充滿水體之消波室內，因動壓遠小於靜水壓，而忽略動壓力，此簡化條件將可求得剛性水面型態多孔岸壁之簡易邊界條件，但也因此忽略水體之衝擊

力 (impact force) 效應。蘇等 (1992) 進一步探討多孔岸壁在斜向波浪作用之反射及波壓特性，引用斜向多孔影響參數，更週延描述不同方向波浪作用下，剛性水面及自由水面兩種不同型態多孔岸壁之能量消散情形。其解析包括因平均水深不同，在消波室內產生剛性水面及自由水面兩種不同邊界效應；而在考慮減衰波組 (evanescent mode) 之條件下，發現剛性水面型態多孔岸壁之消波特性，與假設消波室為靜水區之結果顯然有些差異。蘇 (1993) 解析剛性表面及自由水面兩種不同型態多孔消波體在半無限長水槽及有限長水槽受波浪作用之波能消散特性及波壓分佈特性，並求得多孔岸壁置於有限長水槽，在活塞式造波機產生波浪作用下之反射特性差異。

以上之解析已甚完整探討由多孔板設計之多孔岸壁，在不同方向之波浪作用下，不同水深時之波能消散特性。然而 Chwang (1983) 提出之多孔板理論適合於多孔物體厚度遠小於波長之狀況，而且其理論因以零厚度處理多孔物體，在摩擦效應遠大於慣性效應之假設下，忽略慣性力之影響，理論簡易計算方便。但若在結構物之厚度與波長比較不甚小時，仍以多孔板觀念來處理多孔物體部分，則與實際不符，厚度及慣性力之影響應納入考慮才合理。

Huang (1991) 引用簡化之 Biot 孔隙體理論，延伸 Chwang (1983) 之零厚度多孔板理論至有限厚度多孔介質，並將慣性效應納入考慮；當使用規則攝動展開法，並引用多孔雷諾數 (porous Reynolds number) 為攝動參數，以解析有限厚度多孔體之造波理論，其發現多孔雷諾數較大時，慣性效應遠較摩擦效應為重要。Huang 及 Chao (1992) 探討有限厚度多孔牆放置於等水深無限長水槽受波浪作用之反射及透射特性，在以多孔雷諾數為攝動參數，求得攝動展開式，並引用變數分離法，利用正交函數之特性求得解析解。因其特徵值為實數，避開 Sollitt 及 Cross (1972) 複數特徵值之複雜性。他們發現當較大之多孔牆厚度、較小之多孔雷諾數及較短之波長時，反射係數增大，而透射係數減小。Huang et al. (1992) 引用理論方法及邊界元素法，解析有限厚度多孔牆造波特性，在小厚度時其理論解及數值解甚為吻合，但較大厚度時與小厚度之數值計算結果，其特性相差甚大。Huang (1991) 等之理論因攝動參數之特性，僅適用於小厚度之多孔牆問題，厚度較大時其理論則不適用。

Sollitt 及 Cross (1972) 利用能量等功原理，提出線性摩擦係數描述多孔介質流體之能量消散特性，將摩擦力項線性化處理。並針對多孔介質存在孔隙

率，提出多孔流速勢(pore velocity potential)描述多孔介質流體及波浪之運動。最後引用特徵函數展開法(eigenfunction expansions)，求得均勻直立式多孔牆受正向入射波作用之反射係數及透射係數，其基本理論含括厚度較大之多孔介質，目前仍為大多數學者所引用，並在實驗室得到合理之驗證。例如井島、佐木(1972)、Madsen (1974)、Madsen及White (1976)、涂及郭(1990)之理論皆與Sollitt及Cross (1972)甚為相似。根據Sollitt及Cross (1972)理論解析及試驗結果，在無限長水槽受波浪正向作用之多孔牆透射係數隨波長減小、孔隙率減小、穿透性減小、波高增大、牆厚度增大等因素而減小；反射係數則隨波長減小、孔隙率增大、穿透性增大、牆厚度減小等因素而減小。

Lee (1987)利用區域分割法，Sulisz (1985)利用邊界元素法，在引用Sollitt及Cross (1972)理論，解析較符合實際應用之梯形透過堤受正向波浪作用之反射及穿透特性，Lee (1987)並計算三種實際防波堤例子，且在實驗室進一部驗證，其方法更可解析均勻不等向之多孔介質問題。Dalrymple et al. (1991)則解析多孔牆受斜向入射波作用時多孔介質之反射及透射特性，並深入分析複數特徵值之重根解及完整性，其解析使Sollitt及Cross (1972)之基本理論更週延。李及藍(1992)引用Sollitt及Cross (1972)之基本原理，探討非線性波與透水結構物互相作用之二階解，說明二階非線性理論更能描述波浪與透水結構物相互作用現象。涂及劉(1992)則利用有限厚度多孔牆設置水槽內之造波板前，引用Sollitt及Cross (1972)之基本理論解析造波水槽內反射波之消除問題。

Sollitt及Cross (1972)之理論一般應用於大厚度透水結構物，其理論較完整繁複，而Chwang (1983)之多孔板理論則應用於甚薄之孔隙物體，簡易方便，兩者有互補之效應，在第一年度裡我們已作進一步之整合。

Liu et al. (1986)利用解析方法探討長方體多孔介質內外之波場，其描述透水牆之波能消散，則引用緩坡方程式(mild-slope equation)及Booij (1981)之阻尼參數。方程式中能量消散率相當於波浪功率之消散，其理論則可應用於解析三維問題。在許多實際波浪與透水結構物作用之分析，利用數值分析求解特殊型態之結構物也是可行方法，例如Hannoura及McCorquodale (1985)、Kobayashi及Jarcobs (1985a, 1985b)、Kobayashi et al. (1987)。而針對複雜型態或不規則消波體，則有賴實驗室之觀測。阿部及鹿島(1988)則曾經收集

以透水結構物設計 25 種防波堤及 20 種護岸結構物在試驗室或現場觀測，測得一些包括反射、透過、波力、安定性等重要物理特性。井島等(1976, 1977)也針對幾種複雜型態消波體進行模型試驗觀測。郭及黃(1990)利用規則波及不規則波波浪條件，針對半圓形開孔堤體之特殊設計，就其反射及透射之特性加以試驗研究，以驗證其消波效果。基本上試驗之結果，可容易的應用在實際現場，但欲較詳細的了解物理機構，則有賴理論之探討。

港池共振現象為港池對某些特定週期的波浪，產生數倍水位變化的一個現象。共振對港池船隻或貨物裝卸可能造成危險或不便。對封閉式矩形港池長度(ℓ)遠大於寬度之自然共振週期 T 為有名 Merian's 公式(Ippen, 1966): $T = \frac{2\ell}{n\sqrt{gh}}$ ，式中 $n=1,2,3\dots$ ， h 為水深， g 為重力常數。對開放式狹長一維矩形港池之自然共振週期 Merian's 修正公式(Wilson, 1972)可表為 $\frac{2\ell}{(2n+1)\sqrt{gh}}$ ，式中 $n=0,1,2,3\dots$ 。而封閉式圓形港池(半徑 a)之自然共振發生於滿足 $J'_n(k_{nm}a) = 0$ 之 $k_{nm}a$ 值， $n, m=0, 1, 2\dots$ ， k 為特徵值，其前四個振態($n=0, 1, 2, 3$)，最長週期($m=0$)之值為 3.83, 1.84, 3.05, 4.20。而依據 Lee (1969) 解析 10° 度開口及 60° 度開口圓形港池由波浪引起之共振點前四個振態分別發生在 $ka=0.35, 1.989, 3.18, 3.87$ 及 $ka=0.46, 2.15, 3.38, 3.96$ 。以上公式其固定邊界(港池內壁及海底底床)均假設為不透水之全反射體，開口處產生共振之條件為駐波節點(開口處水位為零)。McNown (1952) 探討小開口圓形港池，Kravtchenko 及 McNown (1955) 探討狹長形小開口之矩形港池，皆引用上述的假設邊界條件，此種在開口處預作強迫式的邊界條件，與封閉式港池之自然共振現象完全相同。

Miles 及 Mumk (1961) 探討矩形港池開口連接外海，同時考慮由港口傳至外海之輻射效應，應用積分方程方法解析，其理論上可解任意形狀之港池，但積分方程以 Green's 函數表示，而 Green's 函數對不規則形狀港池甚難決定，其應用範圍僅討論矩形港池問題。其解析結果提出港池開口縮小反使港內共振情形加劇之港口矛盾論(Harbour paradox)。Ippen 及 Goda (1963) 以富利葉轉換法及變數分離法分別處理矩形港池外海與港內之水位解，至於在港口處做二解之連續交接條件，其理論並與小型矩形港池模型試驗結果比較甚為吻合。林及王(1982)引用 Ippen 及 Goda (1963) 之方法探討矩形港池共振問題，並考慮堤頭的摩擦損失及港口處的水流因收縮及擴張作用而引起的水頭損失

，由理論與實驗證明 Miles 及 Munk (1961) 提出之港口矛盾論，在某些情形並不成立。

Chen (1986) 及 Tsay et al. (1989) 分別探討包括海底摩擦效應及岸壁為部份反射邊界之港池共振特性變化，因為其岸壁部份反射之條件僅以一反射係數計算，所以僅能定性觀察共振點之波能消滅變化，而無法實際瞭解透水性岸壁對共振之影響。Chwang et al. (1990) 引用 Chwang et al. (1989) 剛性水面型態多孔岸壁之新觀念於港池內壁，分析比較多孔岸壁和一般不透水直立壁設計之矩形港池與圓形港池，因波浪引起之共振現象改變情形，在計算不同多孔影響參數 G_0 之共振曲線，他們發現共振點發生位置(共振週期)不因 G_0 值不同而有所改變，但 G_0 值之增加，共振點之擴大率快速的減小。此顯示剛性水面型態多孔岸壁設計之港池減振效果甚佳，而多孔影響參數為決定共振大小之參數。

歐等(1990) 探討水深變化對剛性水面型態多孔岸壁港池之共振影響，其模式將水深變化因素納入考慮，其實用範圍更廣泛。蘇等(1992) 探討自由水面型態多孔岸壁設計之港池波能消散特性，並比較自由水面型態多孔岸壁與剛性水面型態多孔岸壁之矩形港池共振特性。當多孔影響參數 G_0 改變時，剛性水面型態多孔岸壁港池，除共振點之擴大率快速的減小，共振週期改變並不明顯，而自由水面型態多孔岸壁港池，當消波室寬度不為四分之一波長時，考慮不同的多孔影響參數其共振週期改變則甚明顯，此現象表示多孔岸壁港池不但減小共振之強度，而且可能改變共振之週期。蘇(1993) 解析剛性表面及自由水面兩種多孔岸壁設計港池之波能消散及共振週期改變情形，並針對計算港池共振之數值方法做深入的探討。消波體中之孔隙介值若引用多孔板理論時，消波岸壁港池之共振特性變化，多孔影響參數為一重要參數，在不同水位時，消波室寬度也是一個重要決定因素。若消波體中之孔隙介值引用多孔牆理論時，消波岸壁港池之共振特性變化與多孔牆參數、消波室寬度之關係，也是值得深入探討之問題。

一般數學解析方法所能得到之共振正確解(exact solution) 局限於某些特殊之港池，如矩形或圓形港池，但在探討港池共振現象，因港池形狀不規則，近岸通常有結構物存在，波浪繞射為一重要現象；如果地形又複雜變化，折射效亦為考慮因素之一。而海底摩擦效應、邊界透水性、堤頭之水頭能量損失

及碎波之能量損失皆增加解析之複雜性，因此使用數值方法，以求解波場為必要之途徑。

在等水深或水深變化不明顯之港池或海域，考慮線性規則波浪條件，波浪繞射現象可以引用荷姆茲方程式(Helmholtz equation)描述。邊界元素法將二維區域問題，利用低維之邊界元素求解，對複雜之港池或海岸線，處理甚為方便。Hwang及Tuck (1970)、Ho及Bomze (1975)、Lee (1969, 1971)、Lee及Raichlen (1971, 1972)、Chwang et al. (1990)等引用邊界元素法(boundary element method)或稱積分方程法(integral equation method)，在利用Weber解，由荷姆茲方程式求得積分方程式，將邊界分割為有限個邊界元素，因而化積分方程式為一矩陣方程式以求得解。Lee (1969)探討狹長型矩形港池共振問題，發現在共振點之擴大率(測點波高比入射波高)，數值計算結果與其模型試驗結果甚為吻合，但其理論值則遠較數值結果為大，其認為其數值解較理論解正確。Chwang et al. (1990)引用類似Lee (1969)之數值計算方法，其模式則將Lee (1969)之不透性岸壁邊界條件推廣至透水性邊界條件。周宗仁等(1986, 1989, 1992a, 1992b)應用邊界元素法解析任意地形及水深之港池水面波動，並延伸至任意反射率防波堤或岸壁的港池水面振動問題，其引用之控制方程式，則為三維拉普拉氏方程式(Laplace equation)。

在地形變化不劇烈，即地形緩慢變化之海域或港池，Berkhoff (1972)首先提出緩坡方程式(mild-slope equation)，並引用有限元素法求解波浪之折繞射共同效應，在外海邊界上則以邊界元素法處理。Chen及Mei (1974)、Chen (1986)發展一混合元素法(hybrid finite element method)，分別求解淺水波方程式及緩坡方程式。其作法為邊界內以一般有限元素法運算，而其港口外圍邊界則以解析解形式展開。Tsay及Liu (1983)、Tsay et al. (1989)、林及謝(1985)、林及許(1985)與歐等(1990)使用與Chen及Mei (1974)類似原理，以求解緩坡方程式。Chen (1986)及Tsay et al. (1989)之數值模式則包括海底摩擦效應及岸壁部份反射邊界及碎波之能量消散效應。歐等(1990)之數值模式則考慮多孔岸壁之透水性岸壁。

以多孔消波體設計之不規則形狀港池，為推算波浪作用下之港池波場分佈或共振特性，本文分別引用邊界元素法及有限元素法等二種數值方法，建立等水深及不等水深兩個波場推算模式。前者可解析等水深或水深效應不顯

著之港池共振問題，後者可解析緩變地形港池問題。等水深模式使用簡易方便，不等水深模式則較週延，適用範圍較廣，實際應用時，兩種模式可依不同需求引用。

國內少許港口，如花蓮港，存在危險性之共振現象，或颱風時港內產生甚大波高。本計畫探討之消波式岸壁港池設計，希望能藉了解其共振週期及波能消散變化，能提供工程上港口岸壁之改良，以減低波浪作用或共振現象之發生，維護港池之穩定。

在第一年度裡我們提出簡易型多孔消波體之設計，並利用理論解析探討其波浪反射、透射及能量消散物理特性。基於研究結果顯示簡易型多孔消波體在實際應用時消波室寬度設計不能太大，及應用時之消波體常為不規則形狀之需要，第二年度則進一步解析不規則形狀多孔消波體之消波特性和。而且考慮未來消波體應用於港池岸壁時，實際港池船隻之存在影響，同時進一步解析船體置於消波體前時整個消波現象之變化。本年度引用特殊設計之不規則型式或複雜型式之消波體其次將其設計於具代表性港池岸壁，希望這種透水性港池，能藉了解其共振週期及波能消散變化，提供一種降低港池共振振幅之可行途徑，而達到增加港池穩定度之效果。

貳、消波式結構物在半無限長區域之波能消散

一、控制方程式及邊界條件

考慮雙層多孔牆型多孔消波體 (porous wave absorber) 置於 x - 軸方向為半無限長之等水深區域，如圖 2-1 所示，消波體由厚度分別為 b_1 及 b_2 之垂直多孔牆、消波室寬分別為 d_2 及 d_3 ，及上下為不透水平行壁 (高度為 h_p) 所組成。座標定義如示意圖，軸原點置於第一個多孔牆之右側處，正 x 軸與入射波傳播方向相同， y 軸方向為無限長， $z=0$ 為平均水面， z 軸向上為正， h 為平均水深。考慮消波體前存在一寬為 b_0 、沒入水中之高為 h_b 之不透水浮體，浮體與海底之距離為 $h_w = h - h_b$ ，假設浮體為靜止不隨水位變化而移動或轉動，浮體與消波體之水平距離為 d_1 。兩個多孔牆部份為等向性、均勻透水結構物孔隙介質組成 (稱區域 R_4 及 R_6 ，阻抗係數分別為 $\gamma = f + is$ 及 $\gamma' = f' + is'$ ，孔隙率分別為 ϵ, ϵ')，水域部份分五個區域 (如圖 2-1)：浮體前水域 (稱水域 R_1 ， $x \leq -b_0 - d_1 - b_1$)，浮體底下之水域 (稱水域 R_2 ， $-b_0 - d_1 - b_1 \leq x \leq -d_1 - b_1$ ， $-h \leq z \leq -h_b$)，浮體與消波體間之水域 (稱水域 R_3 ， $-d_1 - b_1 \leq x \leq -b_1$)，第一多孔牆與第二多孔牆壁間之水域 (稱水域 R_5 ， $0 \leq x \leq d_2$)，第二多孔牆與不透水壁間之水域 (稱水域 R_7 ， $d_2 + b_2 \leq x \leq d_2 + b_2 + d_3$)。

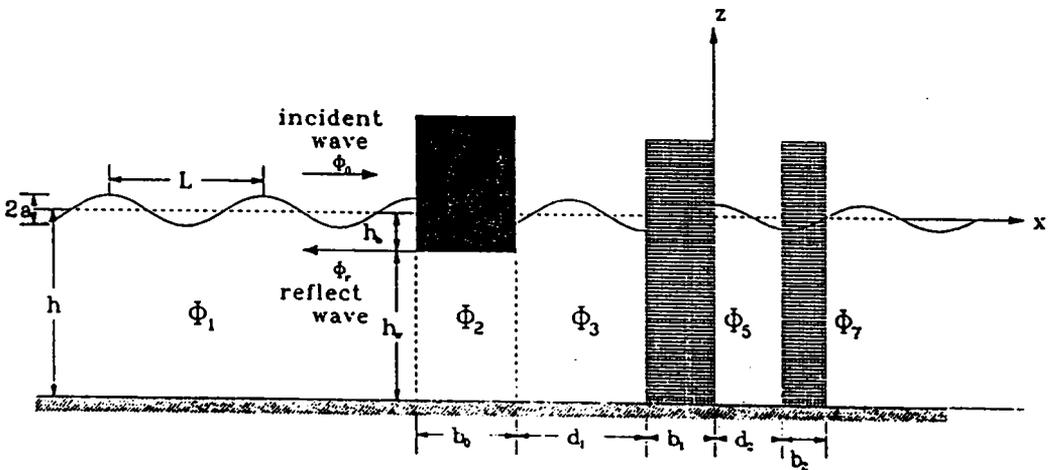


圖 2-1 雙層多孔牆型多孔消波體設計側視示意圖

水域之流體運動，假設滿足不可壓縮、無黏性及非旋流之條件，因此存在流速勢 (velocity potential) $\Phi_j(x, z, t)$, $j = 1, 2, 3, 5, 7$ 分別滿足拉普拉氏方程式 (Laplace equation)

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial z^2} = 0, \quad j = 1, 2, 3, 5, 7 \quad (2.1)$$

式中 $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_5, \Phi_7$ 分別表示在水域 R_1, R_2, R_3, R_5 及 R_7 內之流速勢。

水域內之壓力 P_j 在小振幅波之條件下滿足線性伯努力方程式 (Bernoulli equation) :

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial t} + \frac{P_j}{\rho} + gz = 0, \quad -h \leq z \leq 0, \quad j = 1, 2, 3, 5, 7 \quad (2.2)$$

式中 ρ 為水之密度， g 為重力加速度。

關於孔隙體內流體運動及波動之現象，引用 Sollitt 及 Cross (1972) 之孔隙介質流體運動理論，假設在多孔牆內介質為剛體結構，流體在孔隙內之運動為不可壓縮，非旋轉流，區域 R_4 及區域 R_6 分別存在多孔流速勢 Φ_4, Φ_6 (pore velocity potential) 與滲流速度 \vec{U}_{4s}, U_{6s} (seepage velocity) 之關係為 $\nabla \Phi_j = \vec{U}_{js}, j=4,6$ ，因此拉普拉氏方程式同樣表示為：

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial z^2} = 0, \quad j = 4, 6 \quad (2.3)$$

根據線性 Lorentz's 等功原理 (Lorentz's condition of equivalent work) (Sollitt 及 Cross 1972)，即在一週期內以線性機構取代非線性機構，並確定兩者具有相等能量條件下，在多孔介質內之波動頻率與作用於介質外之波浪頻率 σ 相同，並引用無因次摩擦係數 f (dimensionless friction coefficient) 及慣性係數 s (inertial coefficient) 兩個參數，描述流體在孔隙體內之阻尼效應，得到多孔介質流體伯努力方程式：

$$s_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial t} + \frac{P_j}{\rho} + gz + f_j \sigma \Phi_j = 0, \quad j = 4, 6 \quad (2.4)$$

式中 P_4, P_6 為波浪引起之孔隙壓力 (pore pressure)， σ 為波浪週頻率，慣性係數 s_j (Sollitt 及 Cross, 1972) 定義為

$$s_j = 1 + \frac{1 - \varepsilon_j}{\varepsilon_j} C_M \quad j = 4, 6 \quad (2.5a)$$

式中 ε_4 及 ε_6 為孔隙率, 表示多孔體孔隙所佔全體積之比率, C_M 為透水結構物產生之附加質量係數, 需由試驗決定。 s_j 之值理論上取決於孔隙率 ε_j 及多孔結構物之孔隙形狀, 一般實際計算取 1, 例如 Sollitt 及 cross (1972), Madsen (1974), Dalrymple et al. (1991) 等, 而 Le Méhauté (1957) 及 Sulisz (1985) 由實驗探討拋石堆結構體 (rubble-mound porous structure), 則認為 s_j 值較接近於 2。 s_j 值有待進一步探討, 本文僅以理論值 $s_j = 1$ 從事計算。 摩擦係數 f_j 與作用波浪之特性、介質內流體之水量流速 (discharge velocity) \vec{U}_j ($\vec{U}_j = \varepsilon \vec{U}_j$), $j=4, 6$ 、流體運動滯性係數 ν 及透水結構物之孔隙率 ε_j 、透水性 K_p (intrinsic permeability)、亂流阻尼係數 C_f (turbulent resistance coefficient) 等有關, 在線性理論中不易決定, 一般由孔隙體參數 (ε, K_p, C_f) 及流體參數 (ν, \vec{U}_j), 在體積 V 取週期 T 平均, 由以下表示式計算 (Sollitt 及 Cross, 1972)

$$f_j = \frac{1}{\sigma} \frac{\int_V dV \int_t^{t+T} \left(\frac{\nu |\vec{U}_j|^2}{K_p} + \frac{C_f \varepsilon}{K_p} |\vec{U}_j|^3 \right) dt}{\int_V dV \int_t^{t+T} \varepsilon |\vec{U}_j|^2 dt}, \quad j = 4, 6 \quad (2.5b)$$

摩擦係數 f_j 值在實際應用需經多次複雜疊代計算決定, 此處在考慮均勻透水結構物區域 (R_4, R_6) 為簡化計算則取常數。 f 值理論上可由零至無限大, 一般多孔型態防波堤之數量級為 $O(1)$ 。 假設多孔牆之流體運動為無阻泥 ($f_j = 0$) 及無虛擬質量影響 ($s_j = 1$) 則多孔介質流體伯努力方程式 (2.4) 可退化為線性波伯努力方程式 (2.2)。

若入射波波向線沿正 x 軸進行, 水位變化 η_0 複數表示式為

$$\eta_0(x, t) = a e^{i[\sigma t - k_0(x + b_0 + d_1 + b_1)]} \quad (2.6)$$

式中 a 為振幅 (wave amplitude), $i = \sqrt{-1}$

k_0 為波數 (wave number), $k_0 = 2\pi/L_0$, L_0 為波長 (wave length)

σ 為週頻率 (radian frequency), $\sigma = 2\pi/T$, T 為波浪週期 (wave period)。

類似聲波在穿過不同介值傳播 (Morse 及 Ingard, 1968) 或電磁波通過導引介面 (Yeh, 1988) 之穿透和反射特性, 我們假設線性入射波在多孔牆體內, 或

通過多孔牆進入消波室，其穿透波進行之週期不改變，則各個區域 $R_j, j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7$ 流速勢 Φ_j 可表示為：

$$\Phi_j(x, z, t) = \phi_j(x, z)e^{i\sigma t} \quad j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \quad (2.7)$$

式中 $\phi_j(x, z)$ 稱波函數 (wave function)。

將(2.7)式代入(2.1)或(2.3)式化簡可得

$$\frac{\partial^2 \phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_j}{\partial z^2} = 0, \quad j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \quad (2.8)$$

水域 R_1, R_3, R_5, R_7 分別滿足線性自由動力邊界 (DBC) 及運動邊界條件 (KBC):

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial t} + g\eta_j = 0, \quad z = 0, \quad j = 1, 3, 5, 7 \quad (2.9a)$$

$$\frac{\partial \eta_j}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = 0, \quad z = 0, \quad j = 1, 3, 5, 7 \quad (2.9b)$$

上二式可合併為

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = 0, \quad z = 0, \quad j = 1, 3, 5, 7 \quad (2.9c)$$

式中 $\eta_j(x, t), j = 1, 3, 5, 7$ 分別表示水域 R_1, R_3, R_5, R_7 之水位變化。

當波浪正向作用於浮體，在區域 R_1 波浪與透水結構物交互作用產生之消散波 (evanescent wave) Φ_{10} ，定義為 $\Phi_{10} = \Phi_1 - \Phi_0$ ，其中 Φ_0 為入射波， Φ_{10} 在無窮遠處 ($x \rightarrow -\infty$)，應滿足下列輻射條件 (radiation condition)：

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \left(\frac{\partial \Phi_{10}}{\partial x} - ik_0 \Phi_{10} \right) = 0 \quad (2.10)$$

即 Φ_{10} 為向負無限遠方向之傳遞波 (out-going wave)。

而在最右邊之消波室不透水右壁滿足

$$\frac{\partial \Phi_7}{\partial x} = 0, \quad x = d_2 \quad (2.11)$$

浮體與水界面之邊界滿足不透水條件

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = 0, \quad x = -b_0 - d_1 - b_1, \quad -h_b \leq z \leq 0 \quad (2.12a)$$

$$\frac{\partial \Phi_3}{\partial z} = 0, \quad x = -d_1 - b_1, \quad -h_b \leq z \leq 0 \quad (2.12b)$$

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial z} = 0, \quad -b_0 - d_1 - b_1 \leq x \leq -d_1 - b_1, \quad z = -h_b \quad (2.12c)$$

在多孔牆內與平均水面交界之假想自由表面 $\eta_j(x, t)$, $j=4,6$, 滿足線性動力邊界條件(DBC)及運動邊界條件(KBC)：

$$s_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial t} + g\eta_j + f_j \sigma \Phi_j = 0, \quad z = 0 \quad j = 4, 6 \quad (2.13a)$$

$$\frac{\partial \eta_j}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = 0, \quad z = 0, \quad j = 4, 6 \quad (2.13b)$$

同樣二式可合併為

$$s_j \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} + f_j \sigma \frac{\partial \Phi_j}{\partial t} = 0, \quad z = 0, \quad j = 4, 6 \quad (2.13c)$$

而不透水海底邊界條件為

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = 0, \quad z = -h, \quad j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \quad (2.14)$$

基於入射波條件及線性理論，我們可知波壓皆為週期性函數表示為

$$P_j(x, z, t) = p_j(x, z) e^{i\sigma t}, \quad j = 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 \quad (2.15)$$

在任何相鄰水域或孔隙牆之 R_j 及 R_k 兩個區域 ($j \neq k$) 之界面處 S_{jk} 之界面處, 即在 $x=0$, $x=-b_1$, $x=-b_1-d_1$, $x=-b_1-d_1-b_0$, 必滿足壓力連續條件:

$$-i\gamma_j\Phi_j = -i\gamma_k\Phi_k, \quad \text{at } S_{jk}, \quad j \neq k \quad (2.16)$$

及流體質量連續條件:

$$\epsilon_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial x} = \epsilon_k \frac{\partial \Phi_k}{\partial x}, \quad \text{at } S_{jk}, \quad j \neq k \quad (2.17)$$

式中 ϵ_j, ϵ_k 分別為區域 R_j, R_k 之孔隙率 (porosity), $\gamma_j = f_j + is_j$ 及 $\gamma_k = f_k + is_k$ 為分別為區域 R_j 及 R_k 之阻抗係數 (impedance)。在水域區域 $R_j, j=1,3,5,7$ 則 $\epsilon_j = 1$, 且 $\gamma_j = i$; 在透水結構物區域 R_4, R_6 則 $\epsilon_j < 1$, 且 $\gamma_j, j=4,6$ 為複數。

在任何相鄰水域或孔隙牆之 R_j 及 R_k 兩個區域 ($j \neq k$) 之界面處 S_{jk} 之界面處, 即在 $x = d_2 + b_2$, $x = d_2$, $x = 0$, $x = -b_1$, $x = -b_1 - d_1$, $x = -b_1 - d_1 - b_0$, 必滿足壓力連續條件 (2.16) 及流體質量連續條件 (2.17)。在第一層透水結構物區域 R_4 則 $\epsilon_4 = \epsilon < 1$, 且 $\gamma_4 = f + is$ 為複數, 即 $s_4 = s$, $f_4 = f$ 。在第二層透水結構物區域 R_6 則 $\epsilon_6 = \epsilon' < 1$, 且 $\gamma_6 = f' + is'$ 為複數, 即 $s_6 = s'$, $f_6 = f'$ 。

二、雙層多孔牆型孔消波體之波函數

由控制方程式(2.8)及入射波條件(2.6)式，邊界條件(2.9)、(2.10)、(2.11)、(2.12)、(2.13)、(2.14)等式及週期函數特性條件(2.7)，區域 R_1 至區域 R_7 之波函數 $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4, \phi_5, \phi_6$ 及 ϕ_7 可分別表示為

$$\begin{aligned}\phi_1(x, z) = & A \cosh[k_0(h+z)]e^{-ik_0(x+b_0+d_1+b_1)} \\ & + R_0^{(1)} A \cosh[k_0(h+z)]e^{ik_0(x+b_0+d_1+b_1)} \\ & + \sum_{r=1}^{\infty} R_r^{(1)} A \cos[k'_r(h+z)]e^{k'_r(x+b_0+d_1+b_1)} \\ & x \leq -b_0 - d_1 - b_1, \quad -h \leq z \leq 0\end{aligned}\quad (2.18)$$

$$\begin{aligned}\phi_2(x, z) = & T_0^{(2)} A + R_0^{(2)} A(x + b_1 + d_1) \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} T_m^{(2)} A \cos[I_m(z + h_b)] \cosh[I_m(x + b_1 + d_1)] \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} R_m^{(2)} A \cos[I_m(z + h_b)] \sinh[I_m(x + b_1 + d_1)] \\ & -b_0 - d_1 - b_1 \leq x \leq -d_1 - b_1, \quad -h \leq z \leq -h_b\end{aligned}\quad (2.19)$$

$$\begin{aligned}\phi_3(x, z) = & +T_0^{(3)} A \cosh[k_0(h+z)]e^{-ik_0(x+b_1)} \\ & +R_0^{(3)} A \cosh[k_0(h+z)]e^{ik_0(x+b_1)} \\ & + \sum_{r=1}^{\infty} T_r^{(3)} A \cos[k'_r(h+z)]e^{-k'_r(x+b_1)} \\ & + \sum_{r=1}^{\infty} R_r^{(3)} A \cos[k'_r(h+z)]e^{k'_r(x+b_1)} \\ & -d_1 - b_1 \leq x \leq -b_1, \quad -h \leq z \leq 0\end{aligned}\quad (2.20)$$

$$\phi_4(x, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \{T_n^{(4)} A \cosh[K_n(h+z)]e^{-iK_n x}$$

-貳·消波式結構物在半無限長區域之波能消散-

$$\begin{aligned}
 &+R_n^{(4)} A \cosh[K_n(h+z)]e^{i\bar{K}_n x} \\
 &-b_1 \leq x \leq 0, \quad -h \leq z \leq 0
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_5(x, z) &= T_0^{(5)} A \cosh[k_0(h+z)]e^{-ik_0(x-d_2)} \\
 &+ \sum_{r=1}^{\infty} T_r^{(5)} A \cos[k'_r(h+z)]e^{-k'_r(x-d_2)} \\
 &+ R_0^{(5)} A \cosh[k_0(h+z)]e^{ik_0(x-d_2)} \\
 &+ \sum_{r=1}^{\infty} R_r^{(5)} A \cos[k'_r(h+z)]e^{k'_r(x-d_2)} \\
 &0 \leq x \leq d_2, \quad -h \leq z \leq 0
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_6(x, z) &= \sum_{n=1}^{\infty} \{T_n^{(6)} A \cosh[K'_n(h+z)]e^{-iK'_n x} \\
 &+ R_n^{(6)} A \cosh[K'_n(h+z)]e^{iK'_n x}\} \\
 &d_2 \leq x \leq d_2 + b_2, \quad -h \leq z \leq 0
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_7(x, z) &= T_0^{(7)} A \cosh[k_0(h+z)] \cos[k_0(x-d_2-b_2-d_3)] \\
 &\sum_{r=1}^{\infty} T_r^{(7)} A \cos[k'_r(h+z)] \cosh[k'_r(x-d_2-b_2-d_3)] \\
 &d_2 + b_2 \leq x \leq d_2 + b_2 + d_3, \quad -h \leq z \leq 0
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

表示式(2.18)等號右邊第一項 ϕ_0 為區域 R_1 入射波:

$$\phi_0 = A \cosh[k_0(z+h)]e^{-ik_0(x+b_0+d_1+b_1)} \tag{2.25a}$$

其中常數 A 定義為

$$A = \frac{iga_0}{\sigma \cosh(k_0 h)} \tag{2.25b}$$

k_0 並滿足下列分散關係式 (dispersion relation)

- 貳 · 消波式結構物在非無限長區域之衰減函數 -

$$\sigma^2 = gk_0 \tanh(k_0 h), \quad k_0 > 0 \quad (2.26a)$$

或

$$\frac{1}{C_0} = k_0 h \tanh(k_0 h), \quad k_0 > 0 \quad (2.26b)$$

其中 $C_0 = g/\sigma^2 h$ 稱為無因次波浪影響參數 (dimensionless wave-effect parameter)

(2.18) 式等號右邊第二項 ϕ_r 為區域 R_1 反射波 (reflected wave) :

$$\phi_r = R_0^{(1)} A \cosh[k_0(z+h)] e^{ik_0(x+b_0+d_1+b_1)} \quad (2.27)$$

式中 $R_0^{(1)}$ 為未定係數。

(2.18) 式等號右邊第三項 ϕ_{1s} 為區域 R_1 之衰減波 (evanescent waves) :

$$\phi_{1s} = \sum_{r=1}^{\infty} R_r^{(1)} A \cos[k'_r(h+z)] e^{k'_r(x+b_0+d_1+b_1)} \quad (2.28)$$

式中 R_r 為未定係數, $r=1, 2, 3, \dots$, k_r 滿足下列特徵方程式

$$\sigma^2 = -gk'_r \tan(k'_r h), \quad r = 1, 2, 3, \dots \quad (2.29a)$$

或

$$\frac{-1}{C_0} = k'_r h \tan(k'_r h) \quad (2.29b)$$

ϕ_{1s} 之振幅特性水深方面為週期振盪, 水平方向則呈指數遞減, 在無窮遠處, 應滿足下列條件

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \phi_{1s} = 0 \quad (2.30)$$

表示式 (2.19) 等號右邊第一項及第二項 ϕ_{20} 為浮體下水域 R_2 行進波之滄散成份波函數

$$\phi_{20}(x, z) = T_0^{(2)} A + R_0^{(2)} A(x + d_1 + b_1) \quad (2.31a)$$

表示式 (2.19) 等號右邊第三項及第四項 ϕ_{2s} 為浮體下水域 R_2 之成份波函數

$$\begin{aligned}\phi_{2s} = & \sum_{m=1}^{\infty} T_m^{(2)} A \cos[I_m(z + h_b)] \cosh[I_m(x + d_1 + b_1)] \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} R_m^{(2)} A \cos[I_m(z + h_b)] \sinh[I_m(x + d_1 + b_1)] \\ -b_0 - d_1 - b_1 \leq x \leq & -d_1 - b_1, \quad -h \leq z \leq -h_b\end{aligned}\quad (2.31b)$$

其特性在水深方面為週期振盪，水平方向則遞減變化。

式中特徵值

$$I_m = \frac{m\pi}{h_w}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.32)$$

表示式(2.20)等號右邊第一項 ϕ_{3l} 為區域 R_3 向左之進行波：

$$\phi_{3l} = T_0^{(3)} A \cosh[k_0(z + h)] e^{ik_0(x+b_1)} \quad (2.33a)$$

表示式(2.20)等號右邊第二項 ϕ_{3r} 為區域 R_3 向右之進行波：

$$\phi_{3r} = R_0^{(3)} A \cosh[k_0(z + h)] e^{-ik_0(x+b_1)} \quad (2.33b)$$

(2.20)式等號右邊第三項及第四項為區域 R_3 之衰減波 (evanescent waves)，其振幅特性水深方面為週期振盪，水平方向則呈指數遞減。

假設區域 R_4 透水結構物為等向性、均勻之長方形 (阻抗係數為 $\gamma_4 = \gamma = s + if$)，則表示式(2.21)等號右邊第一項 ϕ_{4r} 定義為

$$\phi_{4r} = \sum_{n=1}^{\infty} T_n^{(4)} A \cosh[K_n(h + z)] e^{-iK_n x} \quad (2.34a)$$

此項成份波代表在第一個多孔牆內向右進行並呈指數消散之透過消散進行波 (exponentially damped sinusoidal propagating waves)。

(2.21)式等號右邊第二項 ϕ_{4l} 定義為

$$\phi_{4l} = \sum_{n=1}^{\infty} R_n^{(4)} A \cosh[K_n(h + z)] e^{iK_n x} \quad (2.34b)$$

則代表在第一個多孔牆內向左進行並呈指數消散之反射消散進行波。所謂消散進行波，表示波浪為進行波，但其振幅則隨水平距離之增加呈指數衰減。一

般 m 愈大之成份波振幅愈小, 衰減愈快。而複數特徵值 K_n 為下列特徵方程式之根

$$-i\sigma^2\gamma = gK_n \tanh(K_n h) \quad , n = 1, 2, 3... \quad (2.35a)$$

或

$$\frac{-i\gamma}{C_0} = K_n h \tanh(K_n h) \quad (2.35b)$$

K_n 為複數, K_n 之實部 $K_{nr} \geq 0$, 虛部 $K_{ni} \leq 0$, 根據 Dalrymple et al. (1991) 之解析, 一般在阻尼係數 f 不大 (小於 1.2 以下), 或波長較長時皆為一個特徵值 K_n 對應一個特徵函數, 但在一些特別情形時, 如阻尼係數 f 較大, 且波長較短時一個特徵值可能對應兩個以上之特徵函數, 此時表示式則為不完全解, 需另行處理, 本文主要探討之問題範圍皆滿足完整性。

同樣表示式 (2.22) 等號右邊第一項 ϕ_{5l} 為區域 R_5 向左之進行波:

$$\phi_{5l} = T_0^{(5)} A \cosh[k_0(z+h)] e^{ik_0(z-d_2)} \quad (2.37a)$$

表示式 (2.22) 等號右邊第二項 ϕ_{5r} 為區域 R_5 向右之進行波:

$$\phi_{5r} = R_0^{(5)} A \cosh[k_0(z+h)] e^{-ik_0(z-d_2)} \quad (2.37b)$$

(2.22) 式等號右邊第三項及第四項為區域 R_5 之衰減波 (evanescent waves), 其振幅特性水深方面為週期振盪, 水平方向則呈指數遞減。

假設區域 R_6 透水結構物為等向性、均勻之長方形 (阻抗係數為 $\gamma_6 = \gamma' = s' + if'$), 則表示式 (2.23) 等號右邊第一項 ϕ_{6r} 定義為

$$\phi_{6r} = \sum_{n=1}^{\infty} T_n^{(6)} A \cosh[K'_n(h+z)] e^{-iK'_n z} \quad (2.38a)$$

此項成份波代表在第一個多孔牆內向右進行並呈指數消散之透過消散進行波 (exponentially damped sinusoidal propagating waves)。

(2.23) 式等號右邊第二項 ϕ_{6l} 定義為

$$\phi_{6l} = \sum_{n=1}^{\infty} R_n^{(6)} A \cosh[K'_n(h+z)] e^{iK'_n z} \quad (2.38b)$$

則代表在第一個多孔牆內向左進行並呈指數消散之反射消散進行波。而複數特徵值 K'_n 為下列特徵方程式之根

$$-i\sigma^2\gamma' = gK'_n \tanh(K'_n h) \quad , n = 1, 2, 3... \quad (2.39a)$$

或

$$\frac{-i\gamma'}{C_0} = K'_n h \tanh(K'_n h) \quad (2.39b)$$

在 R_7 水域之表示式(2.24)等號右邊第一項 ϕ_{7d} 為區域 R_7 消波室內之駐波(standing wave) :

$$\phi_{5d} = T_0^{(7)} A \cosh[k_0(h+z)] \cos[k_0(x-d_2-b_2-d_3)] \quad (2.40a)$$

$T_0^{(7)}$ 為未定係數。

(2.22)式等號右邊第二項 ϕ_{7s} 為消波室內之消散駐波(evanescent standing waves)

:

$$\phi_{7s} = \sum_{r=1}^{\infty} T_r^{(5)} A \cos[k'_r(h+z)] \cosh[k'_r(x-d_2-b_2-d_3)] \quad (2.40b)$$

$T_r^{(7)}$ 為未定係數, ϕ_{7s} 其特性水深方面為週期振盪, 水平方向則呈指數遞減。

為方便特徵值 $k_0, k'_r, r=1, 2, 3, \dots, I_m, m=0, 1, 2, 3, \dots$ 及 $K_n, n=1, 2, 3, \dots$ 等符號統一表示, 令 $k_r = -ik'_r, r=1, 2, 3, \dots$, 且 $\sinh(I_0 x) = x$, 則有 $\cosh(k_r z) = \cos(k'_r z)$, $\cosh(I_0 x) = 1$, $\tanh(k_r z) = -\tan(k'_r z)$ 之關係式存在。因此各區域 $R_j, j=1, 2, 3, 4, 5$, 之表示式(2.18)、(2.19)、(2.20)、(2.22)及(2.24)可分別改寫為

$$\begin{aligned} \phi_1(x, z) &= A \cosh[k_0(h+z)] e^{-ik_0(x+b_0+d_1+b_1)} \\ &+ \sum_{r=0}^{\infty} R_r^{(1)} A \cosh[k_r(h+z)] e^{ik_r(x+b_0+d_1+b_1)} \\ &x \leq -b_0 - d_1 - b_1, \quad -h \leq z \leq 0 \end{aligned} \quad (2.41)$$

$$\begin{aligned}
 \phi_2(x, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} T_m^{(2)} A \cos[I_m(z + h_b)] \cosh[I_m(x + d_1 + b_1)] \\
 &+ \sum_{m=0}^{\infty} R_m^{(2)} A \cos[I_m(z + h_b)] \sinh[I_m(x + d_1 + b_1)] \\
 &\quad -b_0 - d_1 - b_1 \leq x \leq -d_1 - b_1, \quad -h \leq z \leq -h_b
 \end{aligned} \tag{2.42}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_3(x, z) &= \sum_{r=0}^{\infty} T_r^{(3)} A \cosh[k_r(h + z)] e^{-ik_r(x+b_1)} \\
 &+ \sum_{r=0}^{\infty} R_r^{(3)} A \cosh[k_r(h + z)] e^{ik_r(x+b_1)} \\
 &\quad -d_1 - b_1 \leq x \leq -b_1, \quad -h \leq z \leq 0
 \end{aligned} \tag{2.43}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_5(x, z) &= \sum_{r=0}^{\infty} T_r^{(5)} A \cosh[k_r(h + z)] e^{-ik_r(x-d_2)} \\
 &+ \sum_{r=0}^{\infty} R_r^{(5)} A \cosh[k_r(h + z)] e^{ik_r(x-d_2)} \\
 &\quad 0 \leq x \leq d_2, \quad -h \leq z \leq 0
 \end{aligned} \tag{2.44}$$

$$\begin{aligned}
 \phi_7(x, z) &= \sum_{r=0}^{\infty} T_r^{(7)} A \cosh[k_r(h + z)] \cos[k_r(x - d_2 - b_2 - d_3)] \\
 &\quad d_2 + b_2 \leq x \leq d_2 + b_2 + d_3, \quad -h \leq z \leq 0
 \end{aligned} \tag{2.45}$$

三、波函數一般解析解

本節將引用正交序列 $\cosh[k_r(h+z)]$, $r = 0, 1, 2, 3, \dots$ 及 $\cos[I_m(h_b+z)]$, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ 分別在水深區 $(-h, 0)$ 及 $(-h, -h_b)$ 之正交性，以求解波函數。

將表示式(2.41)在界面 $x = -(b_0 + d_1 + b_1)$ 處引用浮體與水界面之邊界滿足不透水條件(2.12a)，每個項分別做積分運算 $\int_{-h_b}^0 () \cos[I_m(z + h_b)] dz$ ，則可得

$$-ik_0 E_{0m}^* + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r E_{rm}^* R_r^{(1)} = 0, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.46a)$$

式中

$$E_{rm}^* = \int_{-h}^{-h_b} \cosh[k_r(h+z)] \cos[I_m(h_b+z)] dz$$

$$m = 0, 1, 2, \dots, \quad r = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.46b)$$

將表示式(2.41)及(2.42)在界面 $x = -(b_0 + d_1 + b_1)$ 處引用界面連續條件(2.16)、(2.17)，每個項分別做積分運算 $\int_{-h}^{-h_b} () \cos[I_m(z + h_b)] dz$ ，則分別可得

$$E'_{0m} + \sum_{r=0}^{\infty} E'_{rm} R_r^{(1)} = J'_{mm} \cosh(b_0 I_m) T_m^{(2)} - J'_{mm} \sinh(b_0 I_m) R_m^{(2)}$$

$$m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.47a)$$

$$-ik_0 E'_{00} + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r E'_{r0} R_r^{(1)} = J'_{00} R_0^{(2)} \quad (2.47b)$$

$$-ik_0 E'_{0m} + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r E'_{rm} R_r^{(1)} = -I_m J'_{mm} \sinh(b_0 I_m) T_m^{(2)} + I_m J'_{mm} \cosh(b_0 I_m) R_m^{(2)}$$

$$m = 1, 2, \dots \quad (2.47c)$$

式中

$$E'_{rm} = \int_{-h}^{-h_b} \cosh[k_r(h+z)] \cos[I_m(h_b+z)] dz = \frac{k_r \sinh(k_r h_w)}{k_r^2 + I_m^2}$$

$$m = 0, 1, 2, \dots, \quad r = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (2.48a)$$

$$J'_{mm} = \int_{-h}^{-h_b} \cos^2[I_m(h_b+z)] dz = h_w \quad m = 0$$

$$= 0.5h_w, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.48b)$$

組合式(2.46)及式(2.47)可表示為

$$E'_{0m} + \sum_{r=0}^{\infty} E'_{rm} R_r^{(1)} = J'_{mm} \cosh(b_0 I_m) T_m^{(2)} - J'_{mm} \sinh(b_0 I_m) R_m^{(2)}$$

$$m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.49a)$$

$$-ik_0 E'_{00} + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r (E'_{r0} + E_{r0}^*) R_r^{(1)} = J'_{00} R_0^{(2)} \quad (2.49b)$$

$$-ik_0 (E'_{0m} + E_{0m}^*) + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r (E'_{rm} + E_{rm}^*) R_r^{(1)} = -I_m J'_{mm} \sinh(b_0 I_m) T_m^{(2)}$$

$$+ I_m J'_{mm} \cosh(b_0 I_m) R_m^{(2)}, \quad m = 1, 2, \dots \quad (2.49c)$$

將表示式(2.43)在界面 $x = -(b_0 + d_1)$ 處引用浮體與水界面之邊界滿足不透水條件(2.12b)，每個項分別做積分運算 $\int_{-h_b}^0 () \cos[I_m(z + h_b)] dz$ ，則可得

$$-\sum_{r=0}^{\infty} ik_r E_{rm}^* e^{ik_r d_1} T_r^{(3)} + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r E_{rm}^* e^{-ik_r d_1} R_r^{(3)} = 0, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.50)$$

同樣將表示式(2.42)及(2.43)在界面 $x = -(d_1 + b_1)$ 處引用界面連續條件(2.16)、(2.17)，每個項分別做積分運算 $\int_{-h_b}^{-h} () \cos[I_m(z + h_b)] dz$ ，則分別可得

$$J'_{mm}T_m^{(2)} = \sum_{r=0}^{\infty} E'_{rm} e^{ik_r d_1} T_r^{(3)} + \sum_{r=0}^{\infty} E'_{rm} e^{-ik_r d_1} R_r^{(3)}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.51a)$$

$$J'_{00}R_0^{(2)} = - \sum_{r=0}^{\infty} ik_r E'_{r0} e^{ik_r d_1} T_r^{(3)} + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r E'_{r0} e^{-ik_r d_1} R_r^{(3)} \quad (2.51b)$$

$$I_m J'_{mm} R_m^{(2)} = - \sum_{r=0}^{\infty} ik_r E'_{rm} e^{ik_r d_1} T_r^{(3)} + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r E'_{rm} e^{-ik_r d_1} R_r^{(3)} \quad (2.51c)$$

$m = 1, 2, \dots$

組合式(2.50)及式(2.51)可表示為

$$J'_{mm}T_m^{(2)} = \sum_{r=0}^{\infty} E'_{rm} e^{ik_r d_1} T_r^{(3)} + \sum_{r=0}^{\infty} E'_{rm} e^{-ik_r d_1} R_r^{(3)}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.52a)$$

$$J'_{00}R_0^{(2)} = - \sum_{r=0}^{\infty} ik_r (E'_{r0} + E_{r0}^*) e^{ik_r d_1} T_r^{(3)} + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r (E'_{r0} + E_{r0}^*) e^{-ik_r d_1} R_r^{(3)} \quad (2.52b)$$

$$I_m J'_{mm} R_m^{(2)} = - \sum_{r=0}^{\infty} ik_r (E'_{rm} + E_{rm}^*) e^{ik_r d_1} T_r^{(3)} + \sum_{r=0}^{\infty} ik_r (E'_{rm} + E_{rm}^*) e^{-ik_r d_1} R_r^{(3)} \quad (2.52c)$$

$m = 1, 2, \dots$

引用正交序列 $\cosh[K_n(h+z)]$, $n = 1, 2, 3, \dots$ 在水深區 $(-h, 0)$ 之正交性，將表示式(2.43)及(2.21)在界面 $x = -b_1$ 處引用界面連續條件(2.16)、(2.17)，每個項分別做積分運算 $\int_{-h}^0 () \cosh[K_n(z+h)] dz$ ，則分別可得

$$\sum_{r=0}^{\infty} N_{rn} T_r^{(3)} + \sum_{r=0}^{\infty} N_{rn} R_r^{(3)} = -i\gamma M_{nn} e^{ib_1 K_n} T_n^{(4)} - i\gamma M_{nn} e^{-ib_1 K_n} R_n^{(4)} \quad (2.53a)$$

$n = 1, 2, 3, \dots$

$$-\sum_{r=0}^{\infty} k_r N_{rn} T_r^{(3)} + \sum_{r=0}^{\infty} k_r N_{rn} R_r^{(3)} = -\epsilon K_n M_{nn} e^{ib_1 K_n} T_n^{(4)} + \epsilon K_n M_{nn} e^{-ib_1 K_n} R_n^{(4)}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.53b)$$

式中

$$N_{rn} = \int_{-h}^0 \cosh[k_r(h+z)] \cosh[K_n(h+z)] dz$$

$$= \frac{1}{k_r^2 - K_n^2} [k_r \sinh(k_r h) \cosh(K_n h) - K_n \sinh(K_n h) \cosh(k_r h)]$$

$$r = 0, 1, 2, 3, \dots \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.54a)$$

$$M_{nn} = \int_{-h}^0 \cosh^2[K_n(h+z)] dz = h \left[\frac{1}{2} + \frac{\sinh(2K_n h)}{4K_n h} \right]$$

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.54b)$$

將表示式(2.21)及(2.44)在界面 $x = 0$ 處引用界面連續條件(2.16) · (2.17) · 每個項分別做積分運算 $\int_{-h}^0 () \cosh[K_n(z+h)] dz$, 則分別可得

$$-i\gamma M_{nn} T_n^{(4)} - i\gamma M_{nn} R_n^{(4)} = \sum_{r=0}^{\infty} N_{rn} e^{ik_r d_2} T_r^{(5)} + \sum_{r=0}^{\infty} N_{rn} e^{-ik_r d_2} R_r^{(5)}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.55a)$$

$$-K_n \epsilon M_{nn} T_n^{(4)} + K_n \epsilon M_{nn} R_n^{(4)} = -\sum_{r=0}^{\infty} N_{rn} k_r e^{ik_r d_2} T_r^{(5)} + \sum_{r=0}^{\infty} N_{rn} k_r e^{-ik_r d_2} R_r^{(5)}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.55b)$$

將表示式(2.44)及(2.23)在界面 $x = d_2$ 處引用界面連續條件(2.16) · (2.17) · 每個項分別做積分運算 $\int_{-h}^0 () \cosh[K'_n(z+h)] dz$, 則分別可得

$$\sum_{r=0}^{\infty} N'_{rn} T_r^{(5)} + \sum_{r=0}^{\infty} N'_{rn} R_r^{(5)} = -i\gamma' M'_{nn} e^{-iK'_n d_2} T_n^{(6)} - i\gamma' M'_{nn} e^{iK'_n d_2} R_n^{(6)}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.56a)$$

$$-\sum_{r=0}^{\infty} N'_{rn} k_r T_r^{(5)} + \sum_{r=0}^{\infty} N'_{rn} k_r R_r^{(5)} = -K'_n \epsilon' M'_{nn} e^{-iK'_n d_2} T_n^{(6)} + K'_n \epsilon' M'_{nn} e^{iK'_n d_2} R_n^{(6)}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.56b)$$

式中

$$N'_{rn} = \int_{-h}^0 \cosh[k_r(h+z)] \cosh[K'_n(h+z)] dz$$

$$= \frac{1}{k_r^2 - K_n'^2} [k_r \sinh(k_r h) \cosh(K'_n h) - K'_n \sinh(K'_n h) \cosh(k_r h)]$$

$$r = 0, 1, 2, 3, \dots \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.56c)$$

$$M'_{nn} = \int_{-h}^0 \cosh^2[K'_n(h+z)] dz = h \left[\frac{1}{2} + \frac{\sinh(2K'_n h)}{4K'_n h} \right]$$

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.56d)$$

最後將表示式(2.23)及(2.45)在界面 $x = d_2 + b_2$ 處引用界面連續條件(2.16) · (2.17)，每個項分別做積分運算 $\int_{-h}^0 (\) \cosh[K'_n(z+h)] dz$ ，則分別可得

$$-i\gamma' M'_{nn} e^{-iK'_n(d_2+b_2)} T_n^{(6)} - i\gamma' M'_{nn} e^{iK'_n(d_2+b_2)} R_n^{(6)} = \sum_{r=0}^{\infty} N'_{rn} \cos(k_r d_3) T_r^{(7)}$$

$$n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.57a)$$

$$-iK'_n \epsilon' M'_{nn} e^{-iK'_n(d_2+b_2)} T_n^{(6)} + iK'_n \epsilon' M'_{nn} e^{iK'_n(d_2+b_2)} R_n^{(6)}$$

$$= \sum_{r=0}^{\infty} N'_{rn} k_r \sin(k_r d_3) T_r^{(7)}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.57b)$$

方程組(2.49) · (2.52) · (2.53) · (2.55) · (2.56) 及(2.57) 合計含有 $R_r^{(1)}$, $R_r^{(3)}$, $T_r^{(3)}$, $R_r^{(5)}$, $T_r^{(5)}$, $T_r^{(7)}$ $r=0,1,2,\dots$, $R_m^{(2)}$, $T_m^{(2)}$, $m=0,1,2,3,\dots$, $R_n^{(4)}$, $T_n^{(4)}$, $R_n^{(6)}$, $T_n^{(6)}$, $n=1,2,3,\dots$ 等未知變數。波函數無窮級數(2.41) · (2.42) · (2.43) · (2.21)

、(2.44)、(2.23)及(2.45)為收斂級數，在實際計算，可依收斂之速度取有限項，因此可求解以上未知變數。

反射係數定義為

$$C_r = |R_0^{(1)}| \quad (2.58)$$

表示浮體前反射波振幅與入射波振幅比值。

若入射波之水位變化取複數入射波表示式(2.6)之實數部分如下

$$\eta_0(x, y, t) = a_0 \cos[\sigma t - k_0(x + b_0 + d_1 + b_1)] \quad (2.59)$$

則區域 R_1 之波函數 ϕ_1 表示式(2.18)等號右邊第二項為反射波水位變化複數入射波表示式為

$$\eta_r(x, y, t) = a_0 R_0^{(1)} e^{i[\sigma t + k_0(x + b_0 + d_1 + b_1)]} \quad (2.60a)$$

取複數反射波表示式(2.60a)之實數部分可表示如下

$$\begin{aligned} \eta_r(x, y, t) &= a_0 |R_0^{(1)}| \cos[\sigma t + k_0(x + b_0 + d_1 + b_1) + \kappa_r] \\ |R_0^{(1)}| &= \sqrt{R_{0r}^2 + R_{0i}^2}, \quad \kappa_r = \tan^{-1} \left(\frac{R_{0i}}{R_{0r}} \right) \end{aligned} \quad (2.60b)$$

式中 R_{0r} 及 R_{0i} 分別為 $R_0^{(1)}$ 之實部及虛部。

四、平面波一階解

假設多孔牆內摩擦係數 f 及 f' 皆較小，且所有區域內之波浪僅有平面行進波或駐波存在，散射波成份不存在或相對甚小，各級數皆僅取一項，即計有 $R_0^{(1)}, R_0^{(2)}, T_0^{(2)}, R_0^{(3)}, T_0^{(3)}, R_1^{(4)}, T_1^{(4)}, R_0^{(5)}, T_0^{(5)}, R_1^{(6)}, T_1^{(6)}, T_0^{(7)}$ 等 12 個未知變數。因此方程組 (2.49)、(2.52)、(2.53)、(2.55)、(2.56) 及 (2.57) 可化簡為矩陣方程式：

$$[A]\{x\} = \{b\} \quad (2.61)$$

式中 $[A]$ 為 12×12 矩陣定義為

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ A_{21} & 0 & A_{23} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_{32} & 0 & A_{34} & A_{35} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_{43} & A_{44} & A_{45} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_{54} & A_{55} & A_{56} & A_{57} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A_{64} & A_{65} & A_{66} & A_{67} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{76} & A_{77} & A_{78} & A_{79} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{86} & A_{87} & A_{88} & A_{89} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{98} & A_{99} & A_{9,10} & A_{9,11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{10,8} & A_{10,9} & A_{10,10} & A_{10,11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{11,10} & A_{11,11} & A_{11,12} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & A_{12,10} & A_{12,11} & A_{12,12} \end{bmatrix} \quad (2.62)$$

式中

$$A_{11} = E'_{00}, \quad A_{12} = -J'_{00}, \quad A_{13} = J'_{00}b_0 \quad (2.63)$$

$$A_{21} = ik_r(E'_{00} + E_{00}^*), \quad A_{23} = -J'_{00} \quad (2.64)$$

$$A_{32} = J'_{00} \quad (2.65a)$$

$$A_{34} = -E'_{00}e^{ik_0d_1}, \quad A_{35} = -E'_{00}e^{-ik_0d_1} \quad (2.65b)$$

$$A_{43} = J'_{00} \quad (2.66a)$$

$$A_{44} = ik_0(E'_{00} + E^*_{00})e^{ik_0d_1} \quad (2.66b)$$

$$A_{45} = -ik_0(E'_{00} + E^*_{00})e^{-ik_0d_1} \quad (2.66c)$$

$$A_{54} = N_{01}, \quad A_{55} = N_{01} \quad (2.67a)$$

$$A_{56} = i\gamma M_{11}e^{ib_1K_1}, \quad A_{57} = i\gamma M_{11}e^{-ib_1K_1} \quad (2.67b)$$

$$A_{64} = -k_0N_{01}, \quad A_{65} = k_0N_{01} \quad (2.68a)$$

$$A_{66} = \varepsilon K_1 M_{11}e^{ib_1K_1}, \quad A_{67} = -\varepsilon K_1 M_{11}e^{-ib_1K_1} \quad (2.68b)$$

$$A_{76} = -i\gamma M_{11}, \quad A_{77} = -i\gamma M_{11} \quad (2.69a)$$

$$A_{78} = -N_{01}e^{ik_0d_2}, \quad A_{79} = -N_{01}e^{-ik_0d_2} \quad (2.69b)$$

$$A_{86} = -K_1\varepsilon M_{11}, \quad A_{87} = K_1\varepsilon M_{11} \quad (2.70a)$$

$$A_{88} = N_{01}k_0e^{ik_0d_2}, \quad A_{89} = -N_{01}k_0e^{-ik_0d_2} \quad (2.70b)$$

$$A_{9,8} = N'_{01}, \quad A_{9,9} = N'_{01} \quad (2.71a)$$

$$A_{9,10} = i\gamma' M'_{11}e^{-iK'_1d_2}, \quad A_{9,11} = i\gamma' M'_{11}e^{iK'_1d_2} \quad (2.71b)$$

$$A_{10,8} = -N'_{01}k_0, \quad A_{10,9} = N'_{01}k_0 \quad (2.72a)$$

$$A_{10,10} = K'_1\varepsilon' M'_{11}e^{-iK'_1d_2}, \quad A_{10,11} = -K'_1\varepsilon' M'_{11}e^{iK'_1d_2} \quad (2.72b)$$

$$A_{11,10} = -i\gamma' M'_{11}e^{-iK'_1(d_2+b_2)} \quad (2.73a)$$

$$A_{11,11} = -i\gamma' M'_{11}e^{iK'_1(d_2+b_2)} \quad (2.73b)$$

$$A_{11,12} = -N'_{01} \cos(k_0 d_3) \quad (2.73c)$$

$$A_{12,10} = -iK'_1 \epsilon' M'_{11} e^{-iK'_1(d_2+b_2)} \quad (2.74a)$$

$$A_{12,11} = iK'_1 \epsilon' M'_{11} e^{iK'_1(d_2+b_2)} \quad (2.74b)$$

$$A_{12,12} = -N'_{01} k_0 \sin(k_0 d_3) \quad (2.74c)$$

而未知向量 $\{x\}$ 為 12×1 向量, 定義為

$$\{x\} = \begin{pmatrix} R_0^{(1)} \\ T_0^{(2)} \\ R_0^{(2)} \\ T_0^{(3)} \\ R_0^{(3)} \\ T_0^{(4)} \\ R_0^{(4)} \\ T_0^{(5)} \\ R_0^{(5)} \\ T_0^{(6)} \\ R_0^{(6)} \\ T_0^{(7)} \end{pmatrix} \quad (2.75)$$

係數向量 $\{b\}$ 為 12×1 向量, 表示為

$$\{b\} = \begin{pmatrix} -E'_{00} \\ ik_0(E'_{00} + E^*_{00}) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

矩陣方程式(2.61)可由高斯消去法求得解。

參、消波式岸壁港池之波場推算數值模式

一、等水深不規則形狀港池波場計算—邊界元素法模式

在探討港池波場數值推算，一般港池形狀皆為不規則，而港池地形水深有些雖變化甚明顯，但若地形變化與水深度相較，地形變化產生之折射及淺化效應並不顯著，此時為簡化物理問題之複雜性，常以等水深近似條件，來推算港池共振現象。一般邊界元素法處理之物理空間可較有限元素法，節省一個維度，即有限元法需解析二維平面問題時(二維元素)，邊界元素法即可以一維元素來處理，因此基本上邊界元素法使用較簡易。在不規則幾何形狀方面，邊界元素法及有限元素法處理不規則形狀港池皆甚為方便。等水深波浪問題，控制方程式為荷姆茲方程式，其基本解(fundamental solution)為漢克函數(Hankel function)，而能求得基本解為引用邊界元素法之要件，本節將引用此數值方法，建立包括多孔消波體透水性邊界之波場推算模式。

1. 基本方程式和邊界條件

考慮以透水性物體設計之不規則形狀港池，如附圖3-1，假設海岸線平直兩邊延x軸無限延伸，y軸向外海為正，原點在港口中心點，z軸向上為正，外海海域及港區假設皆為等水深h。假設流體為無黏性，不可壓縮及非旋性流，因此在流速勢(velocity potential) Φ 滿足下列拉普拉氏方程式(Laplace equation)

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.1.1)$$

假設入射波之波向線與正x軸成 θ_0 角度(圖3-1)，其波形複數表示式為

$$\eta_0(x, y, t) = f_0(x, y)e^{i\sigma t} \quad (3.1.2a)$$

式中 $f_0(x, y)$ 為入射波波函數，可表示為

$$f_0(x, y) = a_0 e^{-i(k_0 x \cos \theta_0 - k_0 y \sin \theta_0)} \quad (3.1.2b)$$

其中 a_0 為振幅

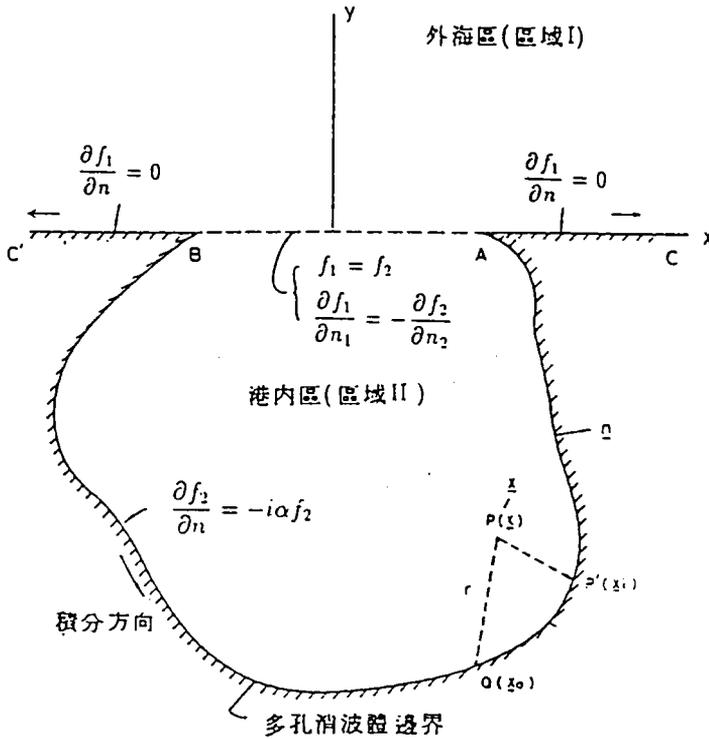


圖3-1不規則形狀港池平面示意圖

根據線性波浪理論自由表面運動邊界條件及動力邊界條件分別如下

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad z = 0 \quad (3.1.3a)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\eta = 0, \quad z = 0 \quad (3.1.3b)$$

式中 $\eta(x, y, t)$ 為水面波形, g 為重力常數

上二式可合併為

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad z = 0 \quad (3.1.3c)$$

在等水深不透水海底則滿足

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \quad z = -h \quad (3.1.4)$$

根據線性波理論，外海海域及港區之波形皆可表示為

$$\eta(x, y, t) = f(x, y)e^{i\sigma t} \quad (3.1.5)$$

式中 $f(x, y)$ 為波函數 (wave function)。

滿足方程式 (3.1.1), 自由表面邊界條件 (3.1.3), 海底不透水邊界條件 (3.1.4), 及波形 (3.1.5) 式之一般解 Φ 可表示為

$$\Phi(x, y, z, t) = A \cosh[k_0(h + z)]f(x, y)e^{i\sigma t} \quad (3.1.6a)$$

其中常數 A 定義為

$$A = \frac{ig}{\sigma \cosh(k_0 h)} \quad (3.1.6b)$$

式中波函數 $f(x, y)$ 滿足下列荷姆茲方程式 (Helmholtz equation)

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial y^2} + k_0^2 f = 0 \quad (3.1.7)$$

且波數 k_0 滿足分散關係式 (dispersion relation)

$$\sigma^2 = g k_0 \tanh(k_0 h) \quad (3.1.8)$$

波浪在外海無窮遠處，應滿足下列輻射條件 (radiation condition)

$$\lim_{k_0 r \rightarrow \infty} \sqrt{r} \left(\frac{\partial f_s}{\partial r} + i k_0 f_s \right) = 0 \quad (3.1.9)$$

式中 f_s 為散射波 (scattering wave)

為方便滿足輻射邊界條件，一般解析時常將計算區域分為外海區 (區域 I) 及港內區 (區域 II)，並以港口 \overline{AB} 為介面 (如附圖 3-1)，我們將以 f_1 及 f_2 分別表示外海區及港內區之波函數。假設外海海岸線為不透水直立壁，則滿足

$$\frac{\partial f_1}{\partial n} = 0, \quad \text{on } \overrightarrow{AC}, \overrightarrow{BC} \quad (3.1.10)$$

在線性波假設，海岸線為不透水直立壁平直且無限延伸，因此我們可將外海區域分為入射波 f_0 ，反射波 f_r 及散射波 f_s 三種線性波之組成

$$f_1 = f_0 + f_r + f_s \quad (3.1.11)$$

其中散射波 f_s 滿足幅射條件(3.1.9)式，入射波函數 f_0 表示為(3.1.2b)，而反射波函數 f_r 表示為

$$f_r(x, y) = a_0 e^{-i(k_0 x \cos \theta_0 + k_0 y \sin \theta_0)} \quad (3.1.12)$$

假設港池以多孔消波體設計為內壁，則其邊界上應滿足多孔邊界條件

$$\frac{\partial f_2}{\partial n} = -i\alpha f_2 \quad (3.1.13)$$

式中 α 為阻尼係數 (impedance coefficient)， α 為複數或實數，下一章將詳細討論。

在外海區與港內區之介面港口處應滿足水位連續及速度連續條件

$$f_1 = f_2, \quad \overline{AB} \quad (3.1.14a)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial n_1} = -\frac{\partial f_2}{\partial n_2}, \quad \overline{AB} \quad (3.1.14b)$$

式中 n_1 及 n_2 分別表示區域 I 及區域 II 在界面向外法線方向之單位向量， $n_1 = -n_2$ 。

荷姆茲方程式(3.1.7)之 Weber 解在區域 I 散射波 f_s 及區域 II 波函數 f_2 分別可表示為下列積分方程 (Baker 及 Copson, 1950):

$$f_s(\bar{x}) = b' \int_{\partial B_1} \left[f_s(\bar{x}_0) \frac{\partial H_0^{(1)}(k_0 r)}{\partial n_1} - H_0^{(1)}(k_0 r) \frac{\partial f_s(\bar{x}_0)}{\partial n_1} \right] ds \quad (3.1.15)$$

$$f_2(\bar{x}) = b' \int_{\partial B_2} \left[f_2(\bar{x}_0) \frac{\partial H_0^{(1)}(k_0 r)}{\partial n_2} - H_0^{(1)}(k_0 r) \frac{\partial f_2(\bar{x}_0)}{\partial n_2} \right] ds \quad (3.1.16)$$

式中 ∂B_1 及 ∂B_2 分別為外海區之無限長海岸線及港內區之封閉邊界 $b' = \frac{-i}{4}$ ，當 \bar{x} 在區域內部。

$b' = \frac{-i}{2}$ ，當 \bar{x} 在平滑區域邊界上。

$b' = \frac{-i\beta}{2}$ ，當 \bar{x} 在內角為 β 之邊界點上。

$H_0^{(1)}(k_0 r)$ 為第一類零階漢克函數 (first kind zeroth order Hankel function)

$r = |\bar{x}_0 - \bar{x}|$ ， \bar{x}_0 為邊界上之點， \bar{x} 為邊界上或區域內任一點。

積分方程式 (3.1.15) 及 (3.1.16) 式對不規則形狀之港池不易求得完整解析解，下節我們將利用邊界元素法求解波場。

2. 邊界元素法

我們將引用邊界元素法做數值方法之計算，將港內區域 II 邊界 ∂B_2 ，切割為 N 個線段， N 個中結點 (mid-node) (附圖 3-2)，每個線段代表一個元素，我們將引用常數元素，假設每一個線段上每個點之 f_2 及 $\frac{\partial f_2}{\partial n}$ 皆為定值，而以線段中結點之值代表元素值，而元素上 $H_0^{(1)}$ ， $\frac{\partial H_0^{(1)}}{\partial n}$ 之值將引用高斯積分法，直接計算，而結點 $i=1,2,3\dots N$ 編號一般以逆時鐘方向編排 (如圖 3-2)。假設方程式 (3.1.16) 中之 \bar{x} 點為邊界上結點，則可化為下列矩陣方程式

$$[H_2]\{F_2\} = [G_2]\{P_2\} \quad (3.1.17)$$

式中 $[H_2]$ ， $[G_2]$ 皆為 $N \times N$ 矩陣，其矩陣元素 h_2^{ij} ， g_2^{ij} 分別定義為下列線積分 (line integral) 表示式

$$h_2^{ij} = b' \int_{\Gamma_j} \frac{\partial H_0^{(1)}(k_0 r)}{\partial n_2} dS_j - \delta_{ij} \quad (3.1.18a)$$

$$g_2^{ij} = b' \int_{\Gamma_j} H_0^{(1)}(k_0 r) dS_j \quad (3.1.18b)$$

式中 Γ_j 為第 j 個元素， $r = |\bar{x}_i - \bar{x}'_j|$ ， \bar{x}_i 為區域 II 邊界 ∂B_2 上元素之結點， $i=1,2,3\dots N$ ， \bar{x}'_j 為 Γ_j 元素上任一點， δ_{ij} 為克郎克函數 (Kronecker delta function)，而 $\{F_2\}$ 及 $\{P_2\}$ 為 $N \times 1$ 向量，其向量元素 f_2^i, p_2^i 分別定義為

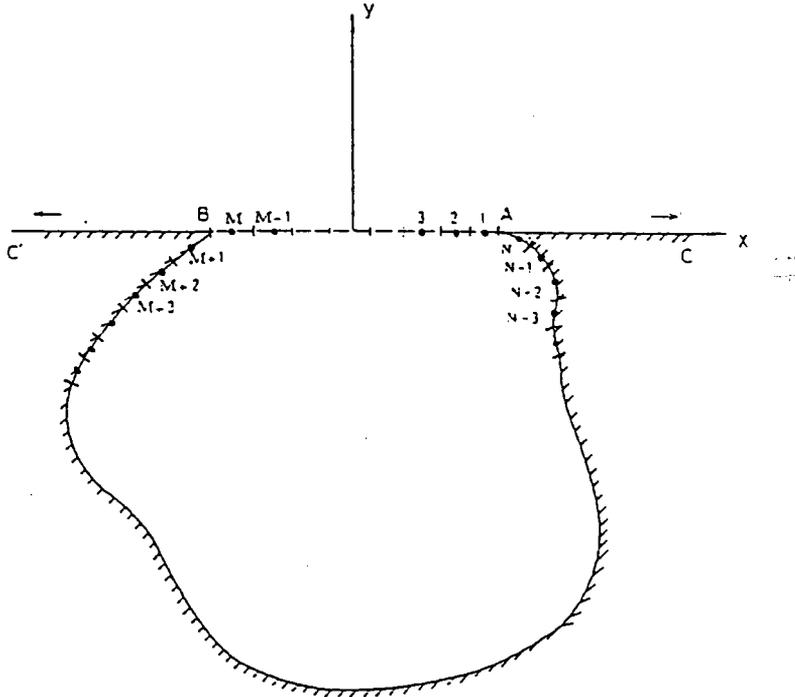


圖 3-2 邊界元素分割示意圖

$$f_2^i = f_2(\bar{x}_i) \quad (3.1.19)$$

$$p_2^i = \frac{\partial f_2(\bar{x}_i)}{\partial n_2} \quad (3.1.20)$$

對區域 I 之邊界 ∂B_1 而言，即 X 軸上之平直海岸線，邊界上 \bar{n}_1 之方向與正 Y 軸相同，當方程式 (3.1.15) 之 \bar{x} 為 X 軸上之點，則 r 方向與 X 軸平行，且與 \bar{n}_1 (Y 軸) 垂直，因此滿足

$$\frac{\partial H_0^{(1)}(k_0 r)}{\partial n_1} = 0 \quad (3.1.21)$$

式中 $r = |\bar{x}_i - \bar{x}'_j|$ ， \bar{x}_i 為 X 軸上任一結點， \bar{x}'_j 為 Γ_j 元素上任一點。

我們假設海岸線為不透水直立壁因此滿足

$$\frac{\partial f_s(\bar{x})}{\partial n_1} = 0, \quad \overrightarrow{AC}, \overrightarrow{BC} \quad (3.1.22)$$

同理利用邊界元素分離化原理，將港口 \overline{AB} 切割為 M 個元素(附圖3-2)，並對應區域II相鄰邊界之結點， $i = 1, 2, \dots, M, M < N$ 。假設(3.1.15)式中 \bar{x} 點為邊界 \overline{AB} 上任一結點，則積分方程(3.1.16)可化為下列矩陣方程式

$$\{F_s\} = -[G_1]\{P_s\} \quad (3.1.23a)$$

式中 $[G_1]$ 皆為 $M \times M$ 矩陣，其矩陣元素 g_1^{ij} 定義同上為

$$g_1^{ij} = b' \int_{\Gamma_j} H_0^{(1)}(k_0 r) dS_j \quad (3.1.23b)$$

式中 $r = |\bar{x}_i - \bar{x}'_j|$ ， \bar{x}_i 為 \overline{AB} 上之結點 $i=1, 2, 3, \dots, M$ ， \bar{x}'_j 為 Γ_j 元素上任一點。 $\{F_s\}$ 及 $\{P_s\}$ 為 $M \times 1$ 向量，其向量元素 f_s^i, p_s^i 分別定義為

$$f_s^i = f_s(\bar{x}_i) \quad (3.1.24)$$

$$p_s^i = \frac{\partial f_s(\bar{x}_i)}{\partial n_1} \quad (3.1.25)$$

根據港內與外海二區界面連續條件(3.1.14a)及(3.1.14b)分別可表示為矩陣表示式

$$\{F_2^x\} = \{F_i\} + \{F_s\} \quad (3.1.26a)$$

及

$$\{P_2^x\} = -\{P_s\} \quad (3.1.26b)$$

式中向量 $\{F_i\}$ 為入射波及反射波波函數之和， $\{F_2^x\}$ 及 $\{P_2^x\}$ 上標為 x ，表示由區域II邊界在港口介面處 \overline{AB} 之結點所形成 $M \times 1$ 向量，又定義 $[G_2^0], [H_2^0], \{F_2^0\}$ 及 $\{P_2^0\}$ 上標為 0 ，表示在區域II邊界上除港口 \overline{AB} 處結點以外所形成 $N \times (N - M)$ 矩陣或 $(N - M) \times 1$ 向量，因此可定義：

$$[G_2] = [G_2^0 \ G_2^x], \quad [H_2] = [H_2^0 \ H_2^x] \quad (3.1.27a)$$

$$\{P_2\} = \begin{Bmatrix} P_2^0 \\ P_2^x \end{Bmatrix}, \quad \{F_2\} = \begin{Bmatrix} F_2^0 \\ F_2^x \end{Bmatrix} \quad (3.1.27b)$$

假設港池以多孔消波體設計做為港池內壁，則應滿足下列關係式

$$\{P_2^0\} = [A]\{F_2^0\} \quad (3.1.28a)$$

式中矩陣[A]之元素 a_{ij} 定義為

$$a_{ij} = \alpha^j \delta_{ij}, \quad i, j = 1, 2, \dots, N - M \quad (3.1.28b)$$

α^j 為第j個元素上消波岸壁之阻尼係數。

由式(3.1.17) (3.1.23)及(3.1.26)可組合為：

$$\begin{bmatrix} Q_2^0 & H_2^x & G_2^x \\ 0 & I & G_1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} F_2^0 \\ F_2^x \\ -P_2^x \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ F_t \end{Bmatrix} \quad (3.1.29)$$

式中I為單位矩陣，且

$$[Q_2^0] = [H_2^0] - [G_2^0][A] \quad (3.1.30)$$

矩陣方程式(3.1.29)計有 $N+M$ 個方程式，港內邊界上波函數 f_2 有 N 個未知量及港口處 $\frac{\partial f_2}{\partial n_2}$ 有 M 個未知量，可利用高斯消去法求解。而港內任一點之波函數 $f_2(\bar{x})$ 可由表示式(3.1.16)求得，同理外海任一點之波函數 $f_1(\bar{x})$ 可由表示式(3.1.15)先求得散射波 $f_s(\bar{x})$ 。

港池擴大率 R 我們定義為港內任意點 \bar{x} 之振幅對港口處之入射波與反射波和之振幅(假設港口為封閉)的比值，表示如下：

$$R(\bar{x}) = \left| \frac{f_2(\bar{x})}{f_0(\bar{x}_0) + f_r(\bar{x}_0)} \right| \quad (3.1.31)$$

式中 \bar{x} 港內任一點， \bar{x}_0 為港口 \overline{AB} 中點。

二、不等水深不規則形狀港池波場計算—有限元素法模式

在緩變地形之港池波浪推算,如果地形變化甚為重要,為求得正確港內波高分佈,上節所介紹之等水深模式則不足以描述真正的物理現象。因此本節擬介紹以緩坡方程式為控制方程式之不等水波場推算模式。緩坡方程式數學上因為不能以解析法求得一簡易基本解,因此未能引用邊界元素法。本節將引用有限元素法之數值方法,以建立包括多孔消波體透水性邊界之港池波場推算。基本上本節之不等水模式將較上節之等水深模式適用範圍為廣,但等水深模式則較簡易方便。

1. 基本方程式和邊界條件

考慮任意不規則形狀多孔岸壁港池,如圖3-3平面示意圖, x 軸置於海岸線上,原點為港口中心點,正 y 軸向外海方向。有限港池區(包括港內與港口處半徑 R_a 半圓區)稱區域 II,水深 $h_2(x, y)$ 為緩慢變化之不等水深區;港外區(稱區域 I)為外海無限範圍,為等水深區(水深 h_1),區域 I 與區域 II 之相連邊界為 ∂A 。假設滿足不可壓縮、無黏性及非旋流之條件因此存在流速勢(velocity potential) $\Phi_j(x, y, z, t)$, $j = 1, 2$ 分別滿足三維拉普拉氏方程式(Laplace equation)

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial z^2} = 0, \quad j = 1, 2 \quad (3.2.1)$$

Φ_1, Φ_2 分別表示在區域 I 及區域 II 之流速勢。假設入射波 η 波向線與正 x 軸成 θ_0 角度(如圖3-3),其複數表示式為:

$$\eta_0(x, y, t) = a_0 e^{-i[k(x \cos \theta_0 + y \sin \theta_0) - i\sigma t]} \quad (3.2.2a)$$

或

$$\eta_0(r, \theta, t) = a_0 e^{-i[kr \cos(\theta - \theta_0) - i\sigma t]} \quad (3.2.2b)$$

式中 a_0 為波浪振幅(wave amplitude), $x = r \cos \theta, y = r \sin \theta, i = \sqrt{-1}$

k_0 為週波數(radian wave number), $k_0 = 2\pi/L, L$ 為波長(wave length)

σ 為週頻率(radian frequency), $\sigma = 2\pi/T, T$ 為波浪週期(wave period)

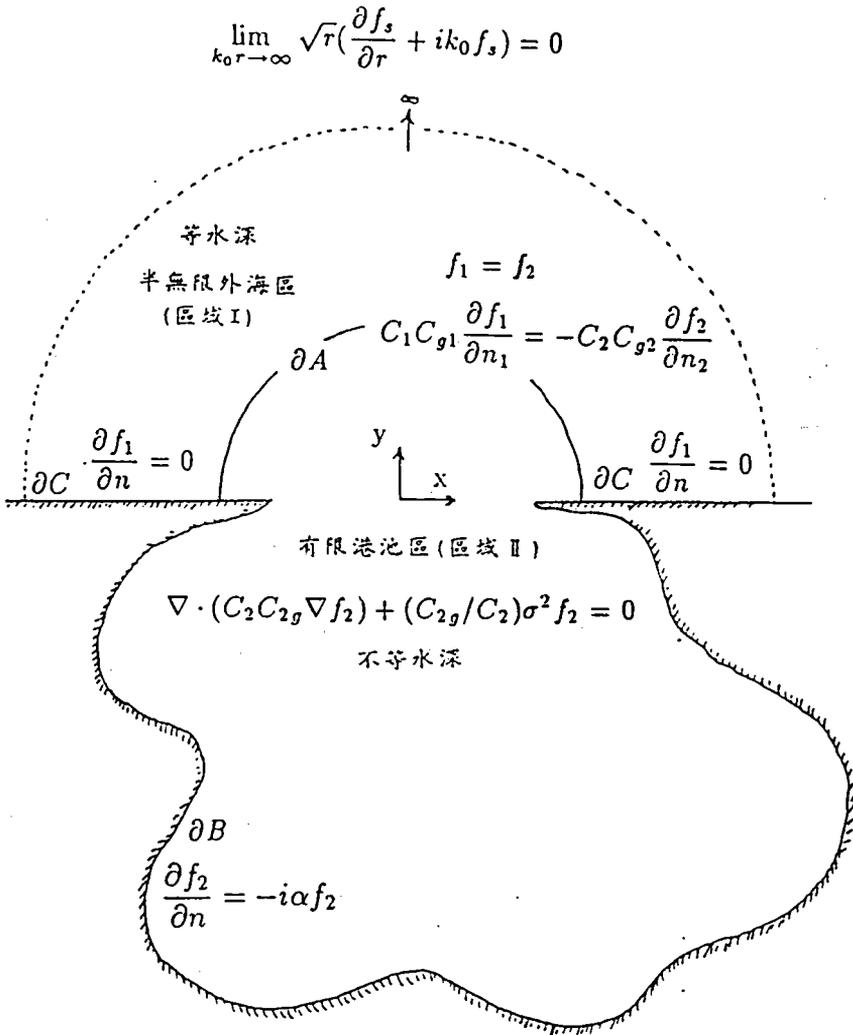


圖 3-3 混合元素法區域分割示意圖

區域 I 及區域 II 皆分別滿足線性自由表面動力邊界條件及運動邊界條件，
即

$$\frac{\partial \eta_j}{\partial t} - \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = 0, \quad j = 1, 2, \quad z = 0 \quad (3.2.3a)$$

$$\frac{\partial \Phi_j}{\partial t} + g \eta_j = 0, \quad j = 1, 2, \quad z = 0 \quad (3.2.3b)$$

式中 $\eta_1(x, y, t)$, $\eta_2(x, y, t)$ 分別表示在區域 I 及區域 II 之水位變化， g 為重力加速度。

上二式可合併為

$$\frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} = 0, \quad j = 1, 2, \quad z = 0 \quad (3.2.3c)$$

基於入射波條件及線性理論，我們可假設水位變化 η_j 為週期性函數，可表示為

$$\eta_j(x, y, t) = f_j(x, y)e^{i\sigma t}, \quad j = 1, 2 \quad (3.2.4)$$

式中 f_1, f_2 分別稱為區域I及區域II之波函數(wave function)。

在外海區(區域I)為等水深區，假設海底不透水，則滿足

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} = 0, \quad z = -h_1 \quad (3.2.5)$$

在有限港池區(區域II)為不等深區，同理假設海底不透水，則滿足

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial z} + \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \frac{\partial h_2}{\partial x} + \frac{\partial \Phi_2}{\partial y} \frac{\partial h_2}{\partial y} = 0, \quad z = -h_2(x, y) \quad (3.2.6)$$

在外海區(區域I)，根據控制方程式(3.2.1)，入射波條件(3.2.2)式，邊界條件(3.2.5)式及水位變化週期性條件(3.2.4)式，則流速勢 $\Phi_1(x, y, z, t)$ 可表示為：

$$\Phi_1(x, y, z, t) = A \cosh[k_0(h_1 + z)]f_1(x, y)e^{i\sigma t} \quad (3.2.7)$$

其中常數A定義為

$$A = \frac{ig}{\sigma \cosh(k_0 h_1)} \quad (3.2.8)$$

式中波函數 $f_1(x, y)$ 滿足下列荷姆茲方程式(Helmholtz equation)

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + k_0^2 f_1 = 0 \quad (3.2.9)$$

且波數 k_0 滿足分散關係式(dispersion relation)

$$\sigma^2 = gk_0 \tanh(k_0 h_1) \quad (3.2.10)$$

在外海區(區域I)之波速為 $C_1 = L/T$, 群波速(group velocity)為 $C_{1g} = \kappa_1 C_1$ 式中

$$\kappa_1 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2k_0 h_1}{\sinh 2k_0 h_1} \right] \quad (3.2.11)$$

在有限港池區(區域II), 假設深度為緩慢變化, 流速勢 $\Phi_2(x, y, z, t)$ 表示為:

$$\Phi_2(x, y, z, t) = A\phi_2(x, y, z)e^{i\sigma t} \quad (3.2.12)$$

式中 ϕ_2 為波函數。

我們引用 Berkhoff(1974) 提出之一階緩坡方程式(mild slope equation):

$$\nabla \cdot (C_2 C_{2g} \nabla f_2) + (C_{2g}/C_2)\sigma^2 f_2 = 0 \quad (3.2.13a)$$

式中 $\cosh[k(h_2 + z)]f_2(x, y)$ 為波函數 $\phi_2(x, y, z)$ 之一階項。

$\nabla = (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y})$ 二維梯度運算子, $C_2 = L/T$ 為波速, $C_{2g} = \kappa_2 C_2$ 為群波速(group velocity)。

$$\kappa_2 = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2kh_2}{\sinh 2kh_2} \right] \quad (3.2.13b)$$

在淺水波(shallow water wave), $kh_2 \ll 1$, $C_2 = \sqrt{gh_2}$, $C_{2g} = C_2$, 則方程式(3.2.13)可簡化為

$$\nabla \cdot (h_2 \nabla f_2) + (\sigma^2/g)f_2 = 0 \quad (3.2.14)$$

在深水波(deep water wave), $kh_2 \gg 1$, $C_2 = g/\sigma$, $C_{2g} = 0.5C_2$, 則方程式(3.2.13)可簡化為荷姆茲方程式

$$\frac{\partial^2 f_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_2}{\partial y^2} + k^2 f = 0 \quad (3.2.15)$$

因此方程式(3.2.9)及方程式(3.2.13)分別為港外區及有限港池區之主要控制方程式。

假設外海岸線 ∂C 為直立不可穿透,則 f_1 在海岸線垂直分量滿足

$$\frac{\partial f_1}{\partial n} = 0, \quad \partial C \quad (3.2.16)$$

外海地區之波函數 f_1 ,除包括入射波 f_0 及受海岸線反射之反射波 f_r ,還包括港內由港口向外散射之散射波 f_s ,表示為

$$f_1 = f_0 + f_r + f_s \quad (3.2.17)$$

散射波在無窮遠處,滿足輻射條件(Sommerfeld radiation condition)(3.1.9)

假設港池以多孔消波體設計為內壁,則其邊界上 ∂B_1 應滿足多孔邊界條件(3.1.14)式。

在區域 I 及區域 II 之界面處 ∂A ,應分別滿足波函數及波函數之法線方向導數連續條件:

$$f_1 = f_2, \quad \partial A \quad (3.2.18a)$$

$$C_1 C_{g1} \frac{\partial f_1}{\partial n_1} = -C_2 C_{g2} \frac{\partial f_2}{\partial n_2}, \quad \partial A \quad (3.2.18b)$$

式中 \bar{n}_1 及 \bar{n}_2 分別表示區域 I 及區域 II 在界面向外法線方向之單位向量, $\bar{n}_1 = -\bar{n}_2$ 。

2. 有限元素法

本節將使用混合有限元素法 (hybrid finite element method) (Chen 及 Mei, 1974), (Tsay 及 Liu, 1983) 以求解上述複雜邊界值問題。有限港池區域 II 為有限範圍, 切割為有限個三角形元素, 元素切割及編號, 例如圖 3-4 之矩形港池, 以求解結點上之未知波函數, 外海區域 I 為無限範圍, 我們則應用特徵函數 (eigenfunctions) 表示法 (Tsay 及 Liu, 1983), 將波函數 f_1 之各成份波 f_0 、 f_r 、 f_s 分別表示如下:

$$\begin{aligned} f_0(r, \theta) &= a_0 e^{-ik_0 r \cos(\theta - \theta_0)} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n (-i)^n J_n(k_0 r) \cos[n(\theta - \theta_0)] \end{aligned} \quad (3.2.19a)$$

$$\begin{aligned} f_r(r, \theta) &= a_0 e^{-ik_0 r \cos(\theta + \theta_0)} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n (-i)^n J_n(k_0 r) \cos[n(\theta + \theta_0)] \end{aligned} \quad (3.2.19b)$$

$$f_s(r, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} \mu_n H_n^{(1)}(k_0 r) \cos(n\theta) \quad (3.2.19c)$$

式中 $J_n(k_0 r)$ 為第一類 n 階貝索函數 (first kind n -th order Bessel function), μ_n 為未知係數。且

$$\epsilon = \begin{cases} 2, & n=0 \\ 1, & n=1, 2, 3, \dots \end{cases}$$

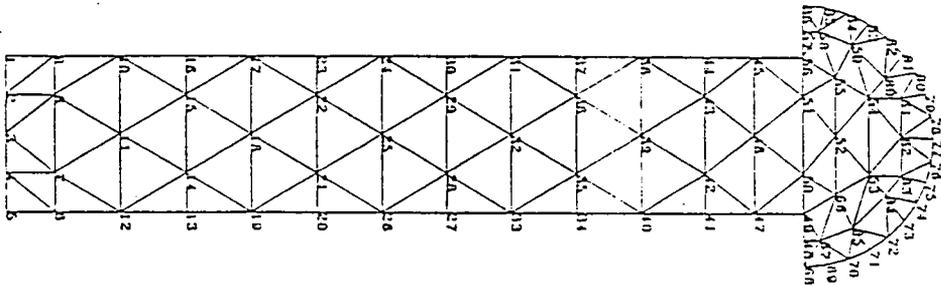


圖 3-4 矩形港池三角形元素分割示意圖

上述無窮級式收斂甚快，實際計算可取有限項。表示式(3.2.19a)、(3.2.19b)(3.2.19c)分別自動滿足海岸線不透水邊界條件(3.2.16)式及散射波邊界條件(3.1.9)式。根據變分法(calculus of variation)之極小化原理，上述控制方程式，邊界條件及區域分割原理(包括邊界連續條件)，可得下列定態泛函數(stationary functional) J^* ：

$$\begin{aligned}
 J^*(f_2, f_s) = & \int \int_{B_1} \frac{1}{2} [C_2 C_{2g} (\nabla f_2)^2 - (C_{2g}/C_2) f_2^2] dA \\
 & + \int_{\partial A} \frac{1}{2} C_2 C_{2g} f_s \frac{\partial f_s}{\partial n_2} dl \\
 & + \int_{\partial A} C_2 C_{2g} f_2 \frac{\partial f_s}{\partial n_2} dl \\
 & - \int_{\partial A} C_2 C_{2g} f_2 \frac{\partial f_0}{\partial n_2} dl \\
 & + \int_{\partial A} C_2 C_{2g} f_0 \frac{\partial f_s}{\partial n_2} dl \\
 & + \int_{\partial B_1} \frac{1}{2} \alpha C_2 C_{2g} f_2^2 dl
 \end{aligned} \tag{3.2.20}$$

利用有限元素法原理，將港池區域 II 之值域分割為 N 個三角形元素，每個元素之邊長以不超過 $1/10$ 波長為原則，並用一組線性形狀函數(shape function) $\Psi_i^e, i=1,2,3$ 表示元素 e 之波函數 f_2^e ，波速 C_2^e 及群波速 C_{2g}^e 如下：

$$f_2^e = \sum_{i=1}^3 \Psi_i^e f_{2i}^e, \quad e = 1, 2, 3 \dots N \tag{3.2.21a}$$

$$C_2^e = \sum_{i=1}^3 \Psi_i^e C_{2i}^e, \quad e = 1, 2, 3 \dots N \tag{3.2.21b}$$

$$C_{2g}^e = \sum_{i=1}^3 \Psi_i^e C_{2gi}^e, \quad e = 1, 2, 3 \dots N \tag{3.2.21c}$$

式中 C_{2i}^e 及 C_{2gi}^e 為元素 e ，結點 i 之已知波速及群波速值， f_{2i}^e 為元素 e ，結點 i 之未知波函數 f_2 值。將區域 I 波函數 f_0, f_r 及 f_s 之表示式(3.2.19)及區域 II 之每一局部元素波函數 f_2^e ，波速 C_2^e 及群波速 C_{2g}^e 值表示式(3.2.21)，代入泛函數

(3.2.20)式,整理可得下列全區域之矩陣方程式

$$\begin{aligned}
 J^s(f_2, \mu) = & \frac{1}{2} \{f_2\}_{1 \times N}^t [K_1]_{N \times N} \{f_2\}_{N \times 1} \\
 & + \frac{1}{2} \{\mu\}_{1 \times q}^t [K_2]_{q \times q} \{\mu\}_{q \times 1} \\
 & + \{f_2^*\}_{1 \times p}^t [K_3]_{p \times q} \{\mu\}_{q \times 1} \\
 & + \{K_4\}_{1 \times p}^t \{f_2^*\}_{p \times 1} \\
 & + \{K_5\}_{1 \times q}^t \{f_2^*\}_{p \times 1} \\
 & + \frac{1}{2} \{f_2^\#\}_{1 \times M}^t [K_6]_{M \times M} \{f_2^\#\}_{M \times 1}
 \end{aligned} \tag{3.2.22}$$

式中第一項已知勁度矩陣 $[K_1]$ 及未知波函數向量 $\{f_2\}$,由有限港池區(區域II)所有三角元素之區域性矩陣 $[K_1^e]$ 及向量 $\{f_2^e\}$, $e=1,2,\dots,N$ 所組成

$$\begin{aligned}
 I_1^e &= \frac{1}{2} \int \int_{B_1^e} [C_2^e C_{2g}^e (\nabla f_2^e)^2 - (C_{2g}^e / C_2^e) f_2^e] dA \\
 &= \frac{1}{2} \{f_2^e\}_{1 \times 3}^t [K_1^e]_{3 \times 3} \{f_2^e\}_{3 \times 1}, \quad e = 1, 2, \dots, N
 \end{aligned} \tag{3.2.23}$$

式中 $\{f_2^e\}^t$ 為 $\{f_2^e\}$ 之轉置矩陣

$$\begin{aligned}
 [K_1^e]_{ms} &= \frac{1}{4\Delta^e} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{1}{12 - \delta_{ij}} \cdot C_{2i}^e C_{2gj}^e (b_m b_s + c_m c_s) \\
 &- \frac{\sigma^2 \Delta^e}{60} \lambda_{ms} \sum_{k=1}^3 \kappa_{2k} (1 + \delta_{mk} + \delta_{sk}), \quad m, s = 1, 2, 3
 \end{aligned} \tag{3.2.24}$$

其中 Δ^e 為元素 e 之面積

δ_{ij} 為克朗乃克函數(Kronecker delta function).

$$\kappa_{2i} = C_{2gi} / C_{2i}, \quad i = 1, 2, 3$$

$a_i, b_i, c_i, i = 1, 2, 3$ 為 e 元素線性形狀函數 ψ_i^e 之係數,其定義為

$$\psi_i^e(x, y) = (a_i + b_i x + c_i y) / 2\Delta^e, \quad i = 1, 2, 3 \tag{3.2.25}$$

其中 (x_i, y_i) 為元素 e 之第 i 結點, $i=1,2,3$ 或以 i,j,k 表示任意三點

$$a_i = x_j y_k - y_j x_k \quad (3.2.26a)$$

$$b_i = y_j - y_k \quad (3.2.26b)$$

$$c_i = x_k - x_j \quad (3.2.26c)$$

式中第二項已知勁度矩陣 $[K_2]$ 及未知散射波函數向量 $\{\mu\}$ ，由下式定義

$$I_2 = \int_{\partial A} \frac{1}{2} C_2 C_{2g} f_s \frac{\partial f_s}{\partial n_2} dl + \frac{1}{2} \{\mu\}_{1 \times q}^t [K_2]_{q \times q} \{\mu\}_{q \times 1} \quad (3.2.27)$$

其中 q 為散射波漢克函數展開之項數， R_a 為界面 ∂A 半圓之半徑， H'_j 為 $H_j^{(1)}$ 之微分， $j=0,1,2,\dots,q-1$ 。

勁度矩陣 $[K_2]$ 為

$$[K_2]_{ms} = \pi R_a k_0 C_2 C_{2g} 0.5 H'_{m-1} H_{m-1}^{(1)} \epsilon_i \delta_{ms} \quad (3.2.28)$$

式中第三項已知勁度短矩 $[K_3]$ 及邊界 ∂A 上未知波函數向量 $\{f_2^*\}$ 則由下列表示式定義

$$I_3 = + \int_{\partial A} C_2 C_{2g} f_2 \frac{\partial f_s}{\partial n_2} dl = \{f_2^*\}_{1 \times p}^t [K_3]_{p \times q} \{\mu\}_{q \times 1} \quad (3.2.29a)$$

式中

$$\begin{aligned} [K_3]_{ms} &= -k_0 L_a C_2 C_{2g} H'_s [\cos(s-1)\theta_{m-2} + \cos(s-1)\theta_{m-1}], \quad 2 \leq m \leq p-1, \quad 2 \leq s \leq q \\ &= -k_0 L_a C_2 C_{2g} H'_0, \quad 2 \leq m \leq p-1, \quad s=1 \\ &= -0.5 k_0 L_a C_2 C_{2g} H'_s \cos(s-1)\theta_m, \quad m=1, p \quad 2 \leq s \leq q \\ &= -0.5 k_0 L_a C_2 C_{2g} H'_0, \quad m=1, p \quad s=1 \end{aligned} \quad (3.2.29b)$$

其中

$L_a = \frac{\pi R_a}{p-1}$, $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_{p-1}$ 為界面 ∂A 半圓上 $p-1$ 個結點之角度。

式中第四項已知向量 $\{K_4\}$ 則由下列表示式定義：

$$\begin{aligned} I_4 &= - \int_{\partial A} C_2 C_{2g} f_2 \frac{\partial f_s}{\partial n_2} dl \\ &= \{K_4\}_{1 \times p}^t \{f_2^*\}_{p \times 1} \end{aligned} \quad (3.2.30a)$$

式中

$$\begin{aligned} \{K_4\}_m &= -0.5k_0 L_a C_2 C_{2g} (u_{m-1} + u_m), \quad 2 \leq m \leq p-1 \\ &= u_1, \quad m = 1 \\ &= u_{p-1}, \quad m = p \end{aligned} \quad (3.2.31a)$$

$$\begin{aligned} u_m &= i \cos(\theta_m - \theta_0) e^{ik_0 R_a \cos(\theta_m - \theta_0)} \\ &+ i \cos(\theta_m + \theta_0) e^{ik_0 R_a \cos(\theta_m + \theta_0)}, \quad m = 1, 2, 3, \dots, p-1 \end{aligned} \quad (3.2.31b)$$

式中第五項已知向量 $\{K_5\}$ 則由下列表示式定義：

$$\begin{aligned} I_5 &= \int_{\partial A} C_2 C_{2g} f_0 \frac{\partial f_s}{\partial n_2} dl \\ &= \{K_5\}_{1 \times q}^t \{\mu\}_{q \times 1} \end{aligned} \quad (3.2.32a)$$

式中

$$\begin{aligned} \{K_5\}_m &= 2\pi k_0 R_a C_2 C_{2g} i^{m-1} J_{m-1} H'_{m-1} \cos[(m-1)\theta_0], \quad 2 \leq m \leq p \\ &= 2\pi k_0 R_a C_2 C_{2g} J_0 H'_0, \quad m = 1 \\ & \quad m = 1, 2, 3, \dots, p-1 \end{aligned} \quad (3.2.32b)$$

式中最後項已知勁度矩陣 $[k_6]$ 及邊界 ∂B_1 上未知波函數向量 $\{f_2^\#\}$ ，則由邊界 ∂B_1 上之 s 個線性元素 $e=1, 2, 3, \dots, s$ 區域性矩陣 $[K_6^e]$ 及 $\{f_2^{\#e}\}$ 所組成：

$$\begin{aligned} I_6 &= + \int_{\partial B_1^e} \frac{1}{2} \alpha C_2 C_{2g} f_2^2 dl \\ &+ \frac{1}{2} \{f_2^{\#e}\}_{1 \times 2}^t [K_6^e]_{2 \times 2} \{f_2^{\#2}\}_{2 \times 1} \end{aligned} \quad (3.2.33)$$

式中

$$\begin{aligned}
 [K_6^e]_{11} &= \alpha L_b^e \left(\frac{1}{5} C_{21}^e C_{2g1}^e + \frac{1}{20} C_{21}^e C_{2g2}^e + \frac{1}{20} C_{22}^e C_{2g1}^e + \frac{1}{30} C_{22}^e C_{2g2}^e \right) \\
 [K_6^e]_{22} &= \alpha L_b^e \left(\frac{1}{30} C_{21}^e C_{2g1}^e + \frac{1}{20} C_{21}^e C_{2g2}^e + \frac{1}{20} C_{22}^e C_{2g1}^e + \frac{1}{5} C_{22}^e C_{2g2}^e \right) \\
 [K_6^e]_{12} &= \alpha L_b^e \left(\frac{1}{20} C_{21}^e C_{2g1}^e + \frac{1}{30} C_{21}^e C_{2g2}^e + \frac{1}{30} C_{22}^e C_{2g1}^e + \frac{1}{20} C_{22}^e C_{2g2}^e \right) \\
 [K_6^e]_{21} &= [K_6^e]_{12}
 \end{aligned} \tag{3.2.34}$$

其中 L_b^e 為線性元素 e 之長度

C_{2i} 及 $C_{2g,i}$, $i = 1, 2$ 分別為線性元素 e 兩端結點之值, 而線性元素 e 之形狀函數 ψ_i^e , $i = 1, 2$ 定義為

$$\psi_1(\bar{x}) = 1 - \bar{x}/L_b \tag{3.2.35a}$$

$$\psi_2(\bar{x}) = \bar{x}/L_b \tag{3.2.35b}$$

\bar{x} 為線性元素 e 上任一點

最後為簡化矩陣方程式我們將未知向量 $\{f_2\}_{1 \times N}^t$ 與 $\{\mu\}_{1 \times q}^t$ 合併為 $\{x\}_{1 \times n}^t$:

$$\{x\}_{1 \times n}^t = [\{f_2\}_{1 \times N}^t \{\mu\}_{1 \times q}^t] \tag{3.2.36}$$

其中 $n = N + q$

將已知勁度矩陣 $[K_1]$, $[K_2]$, $[K_3]$ 及 $[K_6]$ 依結點位置合併為大勁度矩陣 $[K]$ 示意如下

$$[k]_{n \times n} = \begin{bmatrix} & & 0 \\ K_1 & (K_6) & \\ 0 & K_3 & K_2 \end{bmatrix} \tag{3.2.37}$$

最後將已知向量 $\{K_4\}^t$ 及 $\{K_5\}^t$ 合併為向量 $\{b\}^t$

$$\{b\}_{1 \times n}^t = [\{0\}_{1 \times (n-p)}^t \{K_4\}_{1 \times p}^t \{K_5\}_{1 \times q}^t] \tag{3.2.38}$$

因此矩陣方程式(3.2.22)可簡化為

$$J^s(x) = \frac{1}{2} \{x\}'_{1 \times n} [K]_{n \times n} + \{b\}'_{1 \times n} \{x\}_{n \times 1} + constant \quad (3.2.39)$$

而定態泛函數 J^s 極小化產生於：

$$\frac{\partial J^s}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3 \dots n \quad (3.2.40)$$

式中 $x_i, i = 1, 2, 3 \dots n$ 為有限港池區域 II 之結點

將(3.2.39)代入(3.2.40)可得

$$[K]_{n \times n} \{x\}_{n \times 1} = \{b\}_{n \times 1} \quad (3.2.41)$$

這是一個包括 n 個未知數, n 個方程式之矩陣方程式, 可由高斯消去法 (Gaussian elimination) 求解。

三、邊界元素法模式與有限元素法模式比較

我們將取用縱深 12.25 英吋, 寬 2.48 英吋, 等水深 10.128 英吋之矩形不透水港池, 針對本文之邊界元素法數值解, 及本文之有限元素法數值解), 做比較。

圖 3-5 為在港池底端點處無因次波數 kl 與擴大率 R , 在不同數值解, 理論解及實驗值分佈情形, 在第一共振點位置 ($kl=1.3$) 之擴大率值, Lee (1969) 之數值解與 Lee (1969) 實驗值或 Ippen 及 Goda (1963) 甚為吻合, 但遠較 Lee (1969) 之理論值為小, Tsay 及 Liu (1983) 之數值解、Lee (1969) 理論解、Mattioli 及 Tinti (1979)、本文之邊界元素法數值解, 卻甚為相近。

Lee (1969)、Ippen 及 Goda (1963) 針對上述狹小型矩形港池分別做波浪引起之港池共振試驗, 由圖 3-5 顯示二者之趨勢一致, 在第一及第二共振點之擴大率亦相近。第一共振點擴大率試驗值約為 6.2, 遠較理論值或數值計算值 7.9 為小。本文認為造成此差異可能原因有二：一為模型試驗系統內為實際流體, 難免有黏滯性效應及港口水頭之能量損失情形發生, Tsay et al. (1989) 在考慮能量消散效應, 在適當取用摩擦係數, 可得到與試驗相近之計結果, 不過其真正之能量消散誤差雖然不大, 但顯然不易估計。另一個誤差則因為試驗值在第一個共振點處, 有明顯之雙尖峰存在, 原因可能為波浪之非線性效應 (nonlinear effects)。由以上之比較分析, 本文相信以各種數值方法, 除 Lee (1969) 數值方法, 因在常數元素假設 Green 函數 $H_0^{(1)}, \frac{\partial H_0^{(1)}}{\partial n}$ 為常數不合理造成較大誤差外, 其他應用於計算港池共振問題是可以接受的。

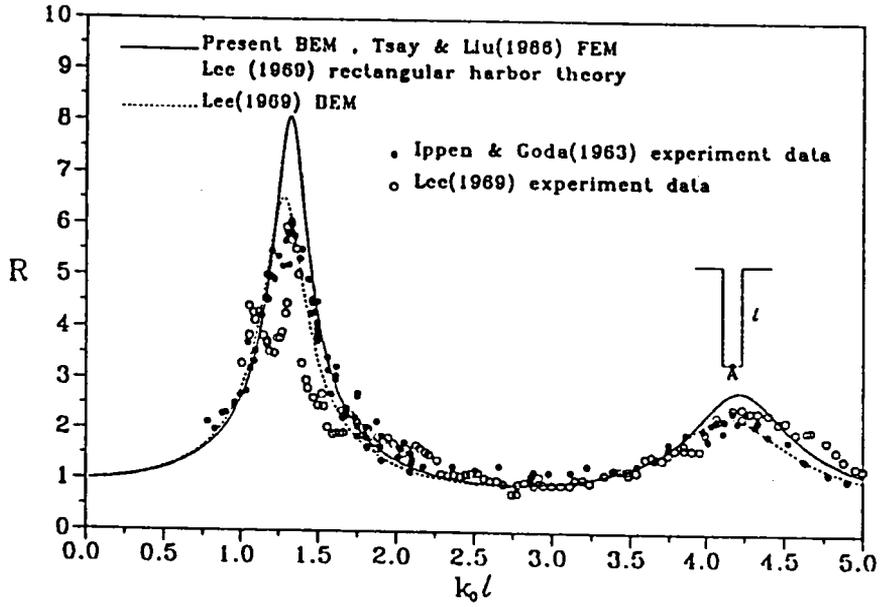


圖3-5矩形港池底端A點處擴大率R與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖

肆、消波式岸壁港池之波能消散現象

此章將應用上述之多孔消波體設計於港池岸壁，並引用上一章介紹之數值模式，及第二章多孔消波體之解析結果做為消波體岸壁邊界條件，以探討多孔岸壁港池或多孔消波體港池之波能消散情形，並且與不透水岸壁港池作一比較。

一、消波式岸壁港池之岸壁邊界條件

根據第二章多孔岸壁在半無限長區域，假設各區域之波函數表示式僅取一階（忽略衰減波），即 $N=1$, $M=1$ 則受波浪作用之浮體前波函數式 (2.41) 可表示為

$$\phi_1(-b_0 - d_1 - b_1, z) = (1 + R_0)A \cosh[k_0(h + z)] \quad (4.1)$$

式中常數 A 定義如 (2.25b)， h 為水深， k_0 為入射波波數， R_0 定義如 (2.58) 式。且由 (4.1) 可得

$$\frac{\partial \phi_1(-b_0 - d_1 - b_1, z)}{\partial x} = -ik_0(1 - R_0)A \cosh[k_0(h + z)] \quad (4.2)$$

因此浮體前之邊界條件可表示為

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial x} = -ik_0 \frac{1 - R_0}{1 + R_0} \phi_1, \quad x = -b_0 - d_1 - b_1 \quad (4.3)$$

或可表示為

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial n} = \nabla \phi_1 \cdot \vec{n} = -i\alpha \phi_1, \quad x = -b_0 - d_1 - b_1 \quad (4.4)$$

式中

$$\alpha = k_0 \frac{R_0 - 1}{R_0 + 1} \quad (4.5)$$

其中 α 稱阻尼係數 (impedance coefficient)， α 一般為複數； \vec{n} 為垂直浮體向外方向之單位向量（與正 x 軸反相）。

阻尼係數 (impedence coefficient) α ，與入射波作用於消波岸壁之角度，入射波與反射波間之相位差，壁前反射係數等有關，其物理上表示在消波岸壁邊界上波能轉換及消滅之特性。 α 為複數，可表示為 $\alpha = Re(\alpha) + iIm(\alpha)$ ， $Re(\alpha)$ 為實部，而 $Im(\alpha)$ 為虛部。假設入射波斜向作用於消波岸壁 (入射角 θ_0)，其水位變化如下

$$\eta_0(x, y, t) = a \cos[\sigma t - k_0 \cos \theta_0(x + b) - k_0 \sin \theta_0 y] \quad (4.6)$$

則反射波之水位變化如下

$$\eta_r(x, y, t) = a |R_0| \cos[\sigma t + k_0 \cos \theta_0(x + b) - k_0 \sin \theta_0 y + \epsilon_r], \quad (4.7a)$$

$$|R_0| = \sqrt{R_{0r}^2 + R_{0i}^2}, \quad \epsilon_r = \tan^{-1} \left(\frac{R_{0i}}{R_{0r}} \right) \quad (4.7b)$$

式中 R_{0r} 及 R_{0i} 分別為 R_0 之實部及虛部。入射波與反射波差相差為 ϵ_r ，反射係數 (反射波高與入射波高比值) 為 C_r ，則阻尼係數 α 之實部 $Re(\alpha)$ 及虛部 $Im(\alpha)$ 可分別表示為

$$Re(\alpha) = -\frac{(1 - C_r^2)k_0 \cos \theta_0}{1 + C_r^2 + 2C_r \cos \epsilon_r} \quad (4.8a)$$

$$Im(\alpha) = -\frac{2C_r k_0 \sin \epsilon_r \cos \theta_0}{1 + C_r^2 + 2C_r \cos \epsilon_r} \quad (4.8b)$$

表示式(4.8)顯示，若入射波與反射波無相位差存在 ($\epsilon_r = 0$)，則 $Im(\alpha) = 0$ ， α 為實數，因此阻尼係數之虛部主要決定相位差是否存在，若有相位差存在，則 $Im(\alpha)$ 必不為零；此時若反射係數 $C_r = 1$ (即不透水直立壁)，則 $\alpha = 0$ ；若反射係數 $C_r = 0$ (完全吸收壁)，則 $\alpha = -k_0 \cos \theta_0$ ，阻尼係數之實部主要為影響波能消散之大小。

Tsay et al. (1989) 及 Chen(1986)，在假設無相位差 ($\epsilon_r = 0$) 及正向波作用 ($\theta_0 = 0$) 之條件下，阻尼係數為實數可表示為

$$\alpha = -k_0 \frac{1 - C_r}{1 + C_r}, \quad 0 \leq C_r \leq 1 \quad (4.9)$$

式中之阻尼係數 α 僅與反射係數 C_r 、波數 k_0 有關。

對上述之邊界條件應用於不規則形狀消波體港池，有二個基本假設條件，在此做說明。第一為平面波條件或僅取第一階之簡化條件，對單層多孔板消波體岸壁，基本上已理論證明符合平面波之假設；單層多孔牆消波體岸壁，在摩擦係數 f 不大之條件，也能符合此條件，但 f 較大時，平面波之假設，則可能產生較大之誤差。單層多孔牆消波體岸壁，為求得邊界條件之解析解表示式，本文僅取至第一階表示式，而忽略高階項。其次假設波浪皆正向作用於港池消波體岸壁，根據第二章之解析結果，波浪作用於多孔消波體之波向為一個影響因素。但因為波浪進入港池內後，因繞射或折射之影響，波浪作用於岸壁之方向甚為困難求得，事實上如港池形狀為不規則，波浪在港內將可能發生多次反射，此情形則將無法求得，因此為簡化數值計算，僅取用正向作用之條件。

邊界條件表示(4.4)為本章擬探討多孔消波體港池之重要邊界，式中之阻尼係數 α 與反射係數 C_r 、波數 k_0 及入射角 θ_0 等有關。以下將探討有浮體或無浮體之情行，幾種不同形態消波體之阻尼係數 α 。

1. 單層多孔板之消波體(無浮體)：

假設透水結構物取用相對於波長甚薄之孔隙板(porous plate)，波浪皆正向作用於消波體，即入射角 $\theta_0 = 0$ ，則根據蘇青和(1993)第四章方程式(4.10a)，係數 R_0 可表示為

$$R_0 = \frac{G_0 \cos(k_0 d) + i(1 - G_0) \sin(k_0 d)}{G_0 \cos(k_0 d) + i(1 + G_0) \sin(k_0 d)} \quad (4.10)$$

因此阻尼係數 α 可表示為

$$\alpha = \alpha_1 = \frac{-k_0 G_0 \tan(k_0 d)}{\tan(k_0 d) - i G_0} \quad (4.11a)$$

其中 d 為消波室寬度， G_0 為多孔影響參數(porous-effect parameter)(Chwang 及 Dong, 1984)，定義為

$$G_0 = \frac{\rho b_0 \sigma}{\mu k_0} \quad (4.11b)$$

式中 μ 為流體動力滯性係數， b_0 為波浪作用下多孔板特性係數(長度單位)。

或可表示為 $G_0 = C/U_c$ (Chwang et al. , 1989), 其中 $C = \sigma/k_0$ 為波速, $U_c = \mu/\rho b_0$ 稱特徵波速(characteristic wave velocity)。

多孔影響參數 G_0 又可表示為

$$G_0 = R_e \cdot C'_0 \quad (4.12)$$

式中 R_e 稱無因次多孔雷諾數 (dimensionless porous Reynolds number) 與波浪條件無關表示為

$$R_e = \frac{\rho b_0 \sqrt{gh}}{\mu} \quad (4.13)$$

C'_0 為無因次波浪影響參數, 表示為

$$C'_0 = \sqrt{\frac{\tanh(k_0 h)}{k_0 h}} \quad (4.14)$$

α_1 一般為複數。當 $d/L=0.25$ 時, 斷面水槽之單層多孔板之消波體前反射波最小, 阻尼係數 α 為實數, 其表示式如下

$$\alpha = \alpha_1 = -k_0 G_0 \quad (4.15)$$

2. 單層多孔牆之消波體 (無浮體) :

假設透水結構物取用有厚度之孔隙牆 (porous structure), 波浪皆正向作用於消波體, 即入射角 $\theta_0 = 0$, 則根據蘇青和 (1993) 第三章方程式 (3.38a), 係數 R_0 可表示為

$$R_0 = \frac{\lambda_1^+ \lambda_2^- \lambda_3^+ - \lambda_1^- \lambda_2^+ \lambda_3^-}{\lambda_1^+ \lambda_2^+ \lambda_3^+ - \lambda_1^- \lambda_2^- \lambda_3^-} \quad (4.16)$$

而阻尼係數 α 可表示為

$$\alpha = \alpha_2 = \frac{k_0(\lambda_1^+ \lambda_2^- \lambda_3^+ - \lambda_1^- \lambda_2^+ \lambda_3^- - \lambda_1^+ \lambda_2^+ \lambda_3^+ + \lambda_1^- \lambda_2^- \lambda_3^-)}{\lambda_1^+ \lambda_2^- \lambda_3^+ - \lambda_1^- \lambda_2^+ \lambda_3^- + \lambda_1^+ \lambda_2^+ \lambda_3^+ - \lambda_1^- \lambda_2^- \lambda_3^-} \quad (4.17)$$

其中 $\lambda_1^\pm, \lambda_2^\pm, \lambda_3^\pm$ 定義如下

$$\lambda_1^\pm = E_1^\pm = e^{\pm i2bK_1} \quad (4.18a)$$

$$\lambda_2^\pm = 1 \pm \frac{\varepsilon K_1 h}{k_0 h(s - if)} \quad (4.18b)$$

$$\lambda_3^\pm = -i \sin(k_0 d) \pm \frac{\varepsilon K_1 h}{k_0 h(s - if)} \cos(k_0 d) \quad (4.18c)$$

3. 雙層多孔牆之消波體(無浮體)：

假設透水結構物取用有厚度之雙層孔隙牆，消波體前存在一浮體，若波浪皆正向作用於消波體，即入射角 $\theta_0 = 0$ ，係數 R_0 可由矩陣方程式(2.58)求得，式中之浮體不考慮，即寬度 $b_0 = 0$ 。

4. 單層多孔牆之消波體(有浮體)：

假設透水結構物取用有厚度之孔隙牆，則根據蘇青和(1994)第二章，係數 R_0 可由矩陣方程式(2.54)求得。

5. 雙層多孔牆之消波體(有浮體)：

假設透水結構物取用有厚度之雙層孔隙牆，則根據第二章，係數 R_0 可由矩陣方程式(2.58)求得。

6. 雙層不規則形狀多孔牆之消波體(有浮體)：

假設透水結構物取用有厚度之雙層不規則形狀孔隙牆，則根據蘇青和(1994)第四章引用邊界元素法理論，係數 R_0 可由方程式(4.35)求得。

二、消波岸壁港池港池共振特性

為方便與 Lee(1969)、Tsay 及 Liu (1983) 等學者之不透水岸壁港池之結果比較, 考慮縱深 $l=12.25$ 英尺, 寬 $b_1=2.48$ 英尺, 等水深 $h=10.128$ 英尺全開口矩形港池(示意圖如圖 5-3-1), 假設外海之海岸線為不透水直立壁, 向 x 軸兩側平直延伸, 港池內壁則採用上述幾種不同型態消波岸壁及有無浮體之設計條件。本文將探討從外海遠處垂直海岸線入射之不同週期波浪作用下, 不同型態港壁設計之港池共振曲線變化, 以了解此種消波岸壁港池之波能消散變化。此處將取矩形港池底端中點 A 及港池中央 B 點二點(如附圖 4-1) 做為共振曲線變化之觀測點。

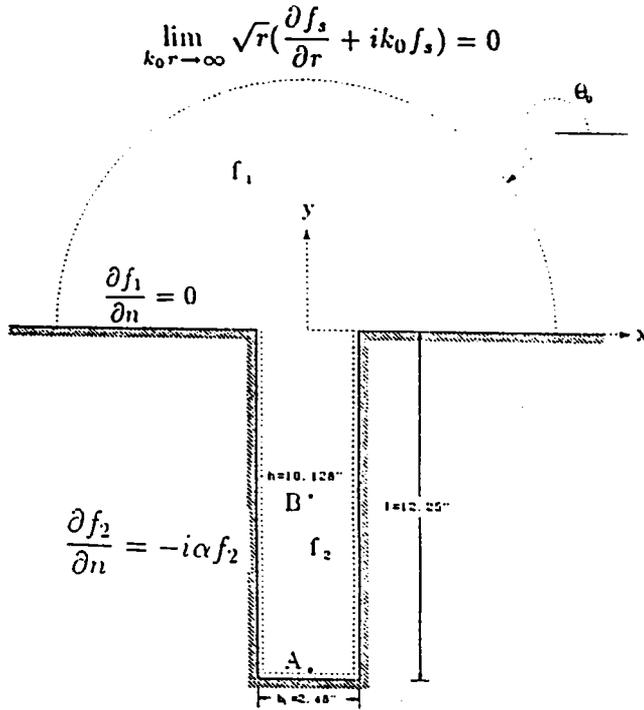


圖 4-1 矩形港池平面圖

1. 單層多孔板消波體之港池共振特性

圖 4-2 為第一種單層多孔板之消波體(無浮體), 在考慮幾種不同多孔影響參數 G_0 當 $d/L=0.25$ 時港池在港池底部 A 點處擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 之相關曲線; $d/L=0.25$ 時, 断面水槽之單層多孔板之消波體前反射波最小, 阻尼係數 α 為

實數,其表示式如(4.15);當 $G_0=0$ ($C_r = 1, \alpha = 0$)時之曲線相當於不透水直立壁港池;當於 $G_0=0$ 時,在第一共振點 $k_0\ell=1.32$ 處,擴大率 R 為8.1,根據 Lee(1969)之模型試驗值約為6.3(圓點為 Lee(1969)之試驗值),而有關數值之計算精確驗證於第四章已說明甚詳細。當 $G_0 \neq 0$ 港壁變為具有消滅波能之部份反射體。在 $G_0=0.01$ ($C_r = 0.98, \alpha = -0.01k_0$)港池底端A點其第一共振點擴大率 R 減為5.1,共振週期不變;當 $G_0=0.03$ ($C_r = 0.90, \alpha = -0.03k_0$),共振點在 $k_0\ell=1.31$,擴大率 R 再減為2.9,而當 G_0 值再增大為 $G_0=0.3$ ($C_r = 0.70, \alpha = -0.3k_0$)共振點已不存在,擴大率之值小於1,而在 $G_0=1$ ($C_r = 0, \alpha = -k_0$)時擴大率已甚小,波能幾乎已完全消散。其次在第二共振點 $k_0\ell=4.2$ 處,不透水直立壁港池($G_0 = 0, C_r = 1$),擴大率 R 值為2.80, Lee(1969)之試驗值約為2.3。而 G_0 值增大為 $G_0=0.01$ ($C_r=0.98$)時A點之擴大率 R 減為2.32,但在 $G_0=0.03$ ($C_r=0.90$)時第二共振點並無偏移現象,擴大率 R 減為1.71,同樣 $G_0=0.30$ ($C_r=0.70$)時共振點不存在,而在 $G_0=1.0$ 時對任何 $k_0\ell$,波能幾乎完全消散。

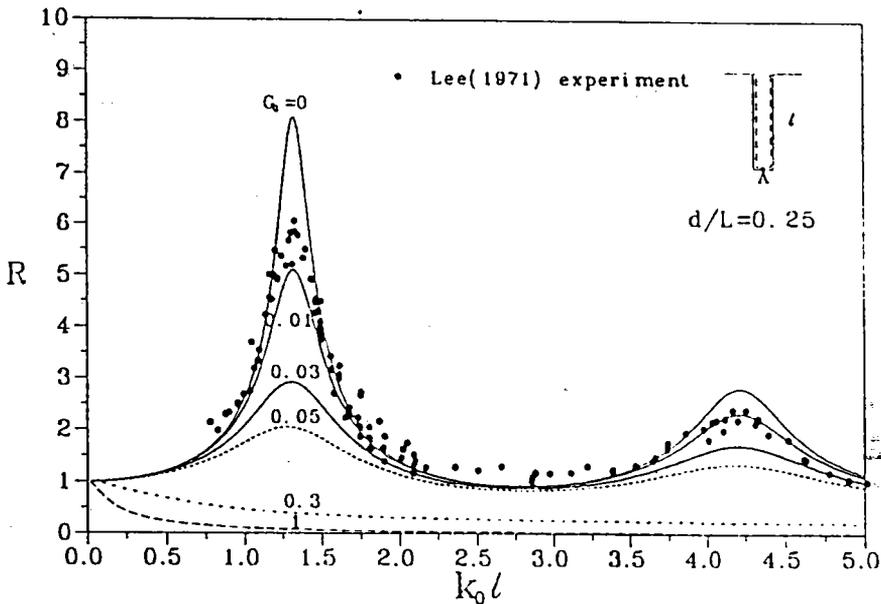


圖4-2 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當消波室寬度 $d/L = 0.25$ 在港池底端A點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0\ell$ 相關曲線圖

圖4-3則為幾種不同多孔影響參數 G_0 當 $d/L=0.25$ 時單層多孔板消波體之岸壁港池在港池中央B點處擴大率 R 與無因次波數 $k_0\ell$ 之相關曲線,同樣與上

述 A 點之第一共振點位置相同，落在 $k_0\ell=1.32$ 處，不透水直壁港 $G_0=0$ ($C_r=1$) 擴大率為 6.38，而 $G_0=0.01$ ($C_r=0.98$) 時 A 點之第一共振點些微左移在 $k_0\ell=1.30$ ，擴大率為 4.03，當 $G_0=0.03$ ($C_r=0.90$) 第一共振點又左移些在 $k_0\ell=1.25$ ，擴大率減為 2.34，同樣 $G_0=0.3$ ($C_r=0.70$) 共振點不存在，擴大率小於 1，而當 $G_0=1$ 時波能幾乎完全消散。港池中央 B 點之第二共振點因擴大率之值又較底部 A 點第二共振點之處之值為小，因此隨 G_0 之增加擴大率迅速的減小。當 $k_0\ell=3.2$ 時，不透水直立壁港池中央為靜水位節點處，但隨 G_0 值之增大，節點現象消失愈明顯，而在較 G_0 大值時，節點效應完全消失。

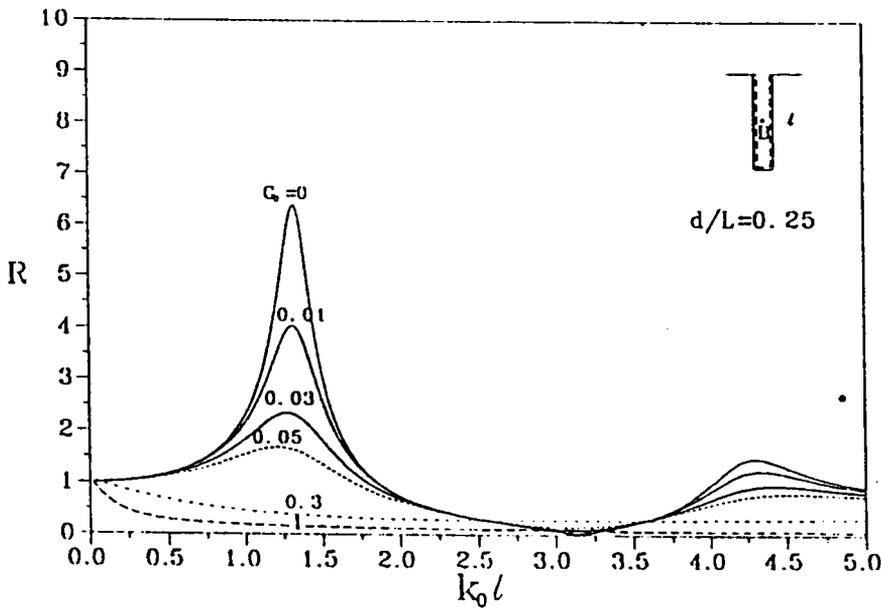


圖 4-3 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當消波室寬度 $d/L=0.25$ 在港池中央 B 點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0\ell$ 相關曲線圖

從以上分析顯示隨 G_0 之些微增加，阻尼係數 $\alpha = -G_0k_0$ 之絕對值也隨其增大，因此共振點之擴大率快速的減小，但共振點隨 G_0 之增大，雖然有小小的左移，但並不很明顯，其原因則為阻尼係數之虛部為零，相位影響不明顯。

圖 4-4 為在港池底部 A 點第一共振點處 $k_0\ell=1.32$ ，擴大率 R 與 G_0 值相關曲線圖，圖中曲線顯示隨 G_0 值之增大， R 值很快速的減小；港池中心 B 點也有相同結果。

因爲矩形港池寬度甚爲窄小，在寬度方向R值相等，圖4-5則爲幾種不同 G_0 值在 $k_0l = 1.3$ 時沿著港池縱深方向(Y)之擴大率R分佈曲線，圖中顯示擴大率R最大值落在港池底端處；而隨 G_0 值之增大分佈曲線也快速的減小。圖4-6則爲第二共振點 $k_0l = 4.2$ 時幾種不同 G_0 值沿港池y方向之擴大率R分佈曲線，同樣顯示隨 G_0 值增大，R值快速減小，而此時港池中間附近在不透水岸壁($G_0 = 0$)時存在一結點，但此結點也隨差 G_0 值之增大，明顯的消失。

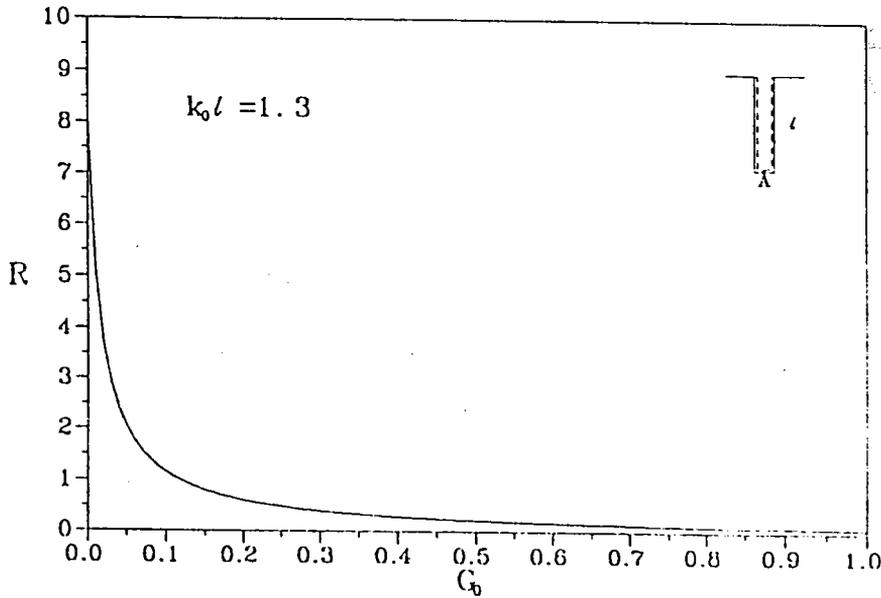


圖4-4 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當消波室寬度 $d/L = 0.25$ 在港池底端A點處在第一共振點處 $k_0l = 1.3$ 處擴大率R與孔影響參數 G_0 相關曲線圖

本文將進一步再探討在不同之消波室寬度 d/L 時，單層多孔板消波體岸壁之港池之波能消散現象， $d/L \neq 0.25$ 時，阻尼係數 α 爲複數，其表示式如(4.11)。圖4-7爲幾種不同多孔影響參數 G_0 當 $d/L = 0.01$ 時港池在底部A點處擴大率R與無因次波數 k_0l 之相關曲線圖。當 $G_0 = 0$ ($\alpha = 0$)時之曲線相當於不透水直立壁港池，圖中顯示在 $G_0 = 0.01$ ($\alpha = -0.012 + i0.002$)，第一共振點些微右移在 $k_0l = 1.35$ (共振週期減短)，擴大率減爲5.13，此時阻尼係數之實部及虛部皆不爲零，其絕對值也不大，虛部爲正值，爲減短第一共振週期之因素，實部絕對值些微之加大，則爲擴大率減小之因素。當 G_0 值增大爲 $G_0 = 0.05$ ($\alpha = -0.039 + i0.031$)，共振點明顯較 $G_0 = 0.01$ 時向右移，而落在 $k_0l = 1.50$ ，擴大率且較減小爲3.45。此

則因阻尼係數之實部及虛部其絕對值皆較 $G_0=0.01$ 時為大,虛部正值之增大,為再度減短第一共振週期之原因,同樣實部絕對值些微之加大,則為擴大率減小之因素。而當 G_0 值再增大 $G_0=0.30$ ($\alpha = -0.016 + i0.077$),共振點位置又右移在 $k_0\ell=1.60$,擴大率反而增大為5.77,此則因阻尼係數之虛部增大,虛部正值之增大再減短第一共振週期,而實部絕對值因些微之減小,擴大率反而增大。當 $G_0=1.0$ ($\alpha = -0.005 + i0.080$),共振點位置不再右移,但擴大率繼續增大為7.05,則因為阻尼係數之虛部增加不大,而實部絕對值減小,擴大率反而增大。第二共振點處 $k_0\ell=4.19$ 隨 G_0 值之改變也有類似之現象,只是其擴大率較小,變化較不顯著。比較圖4-2與圖4-7,分別為 $d/L=0.25$ 及 $d/L=0.01$ 兩種單層多孔板消波體岸壁港池A點之結果,顯示二者之波能消散現象不同。前者隨 G_0 值之增大,共振點之擴大率快速減小,共振週期改變不明顯。但後者隨 G_0 之增大,擴大率減小或增大,共振週期之改變現象則甚為明顯。阻尼係數 α 在 $d/L=0.25$ 之情況為實數如(4.15)式,在 $d/L=0.01$ 時為包括實部及虛部之複數如(4.11)式,因此前者僅改變擴大率之大小值,但不改變共振週期,但後者不但影響擴大率之值,而且改變其共振週期。

而關於單層多孔板消波體岸壁港池中央B點處之共振點變化,共振週期改變之現象更明顯(圖4-8),節點位置之改變也甚為顯著,由 $k_0\ell=3.2$ 處左移至 $k_0\ell=3.6$,再次顯示單層多孔板消波體岸壁港池共振週期之大幅度變化。

其次分析在 $k_0\ell=1.3$ 時擴大率 R 與多孔影響參數 G_0 之關係,圖4-9顯示隨 G_0 之些微增大, R 快速的減小,而在 G_0 大於0.1以便趨近於定值2.0,此現象與上述 $d/L=0.25$ (圖4-4)之情形不同。考慮幾種不同 G_0 值圖4-10為當 $k_0\ell=1.3$ 時 R 與 d/L 之相關曲線,圖中顯示, R 隨 d/L 之增大而減小,並且隨 G_0 之增大而減小。但在另一點 $k_0\ell=1.75$ 時 R 與 d/L 之相關曲線(圖4-11),則顯示 R 最大值並非發生在 $d/L=0$ 處,而是在某一特定的消波室寬度,此現象也顯示共振週期隨 G_0 或 d/L 之改變有偏移的現象。基於以上分析,本文發現矩形港池之共振週期及其擴大率之大小,與多孔影響參數 G_0 及消波室寬度 d/L 有關,而主要的決定因素則為阻尼係數。

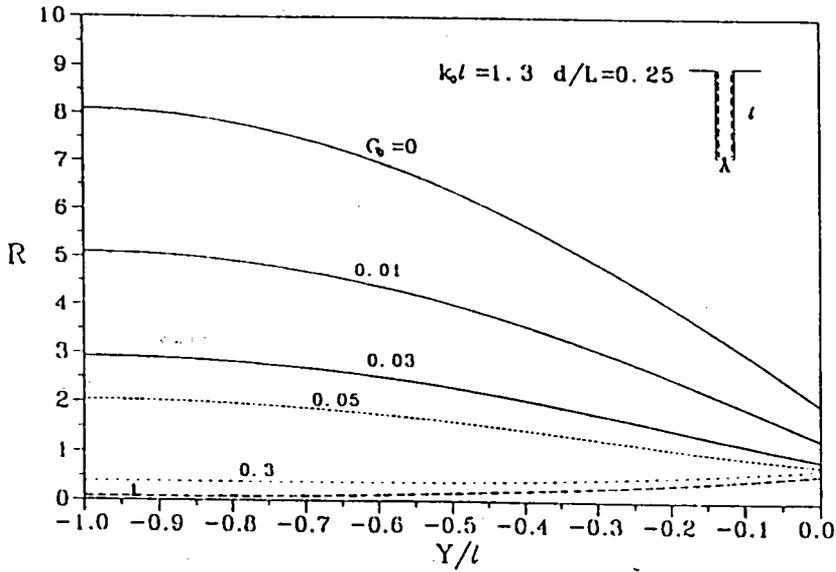


圖4-5 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當消波室
寬度 $d/L = 0.25$ 在第一共振點處 $k_0 l = 1.3$ 處
擴大率 R 沿港池縱深方向 (Y/l) 分佈曲線圖

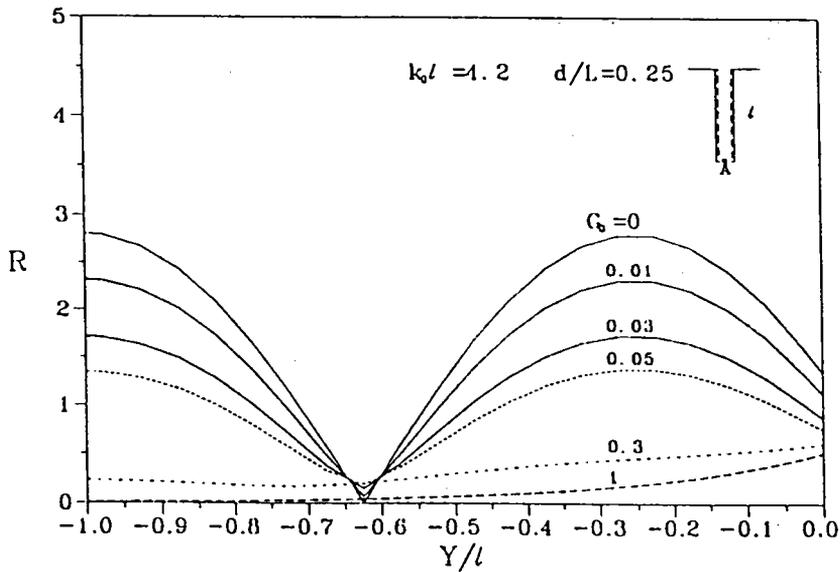


圖4-6 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當消波室
寬度 $d/L = 0.25$ 在第二共振點處 $k_0 l = 4.2$ 處
擴大率 R 沿港池縱深方向 (Y/l) 分佈曲線圖

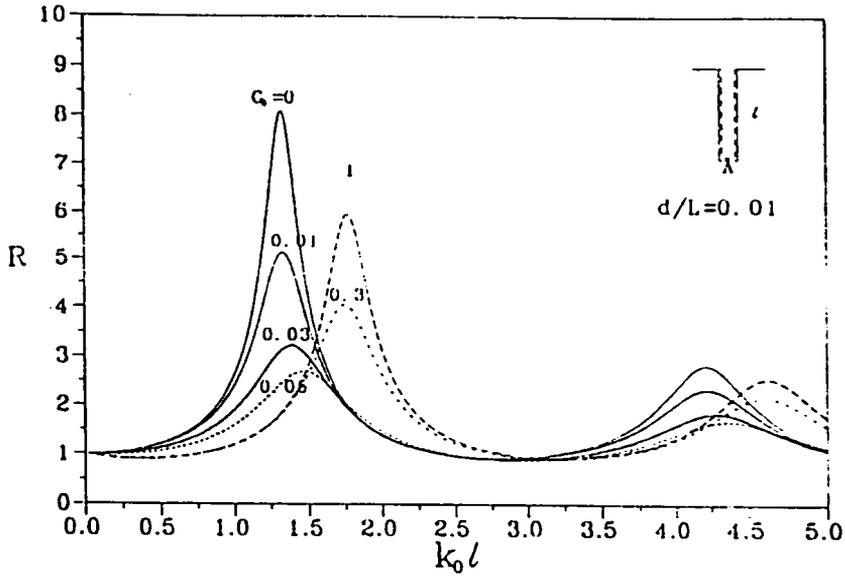


圖4-7 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當消波室寬度 $d/L = 0.01$ 在港池底端A點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖

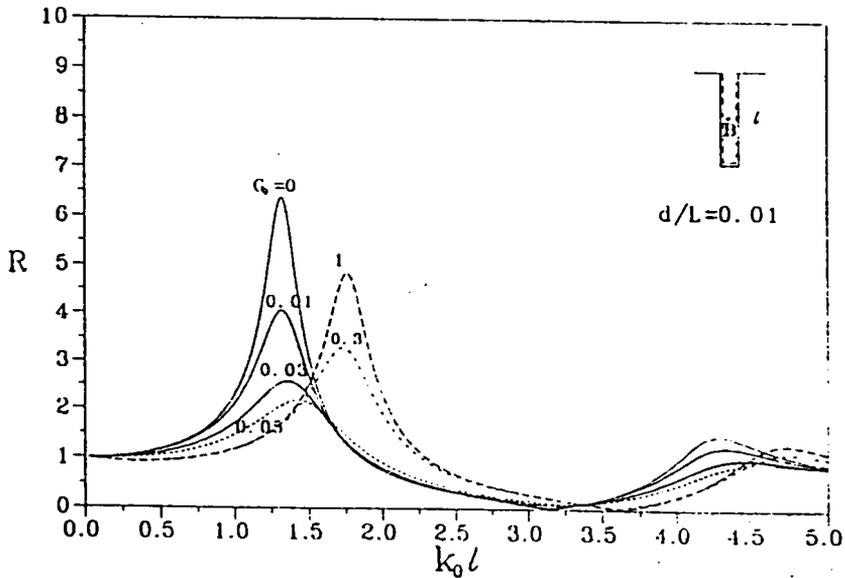


圖4-8 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當消波室寬度 $d/L = 0.01$ 在港池中央幾種不同B點處多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖

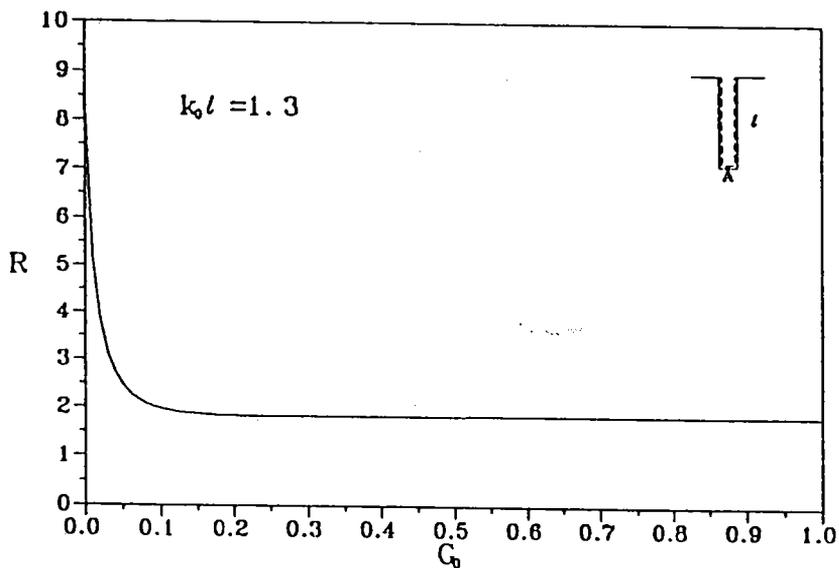


圖4-9 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當消波室寬度 $d/L = 0.01$ 在港池底端A點處在無因次波數 $k_0 l = 1.3$ 處擴大率 R 與孔影響參數 G_0 相關曲線圖

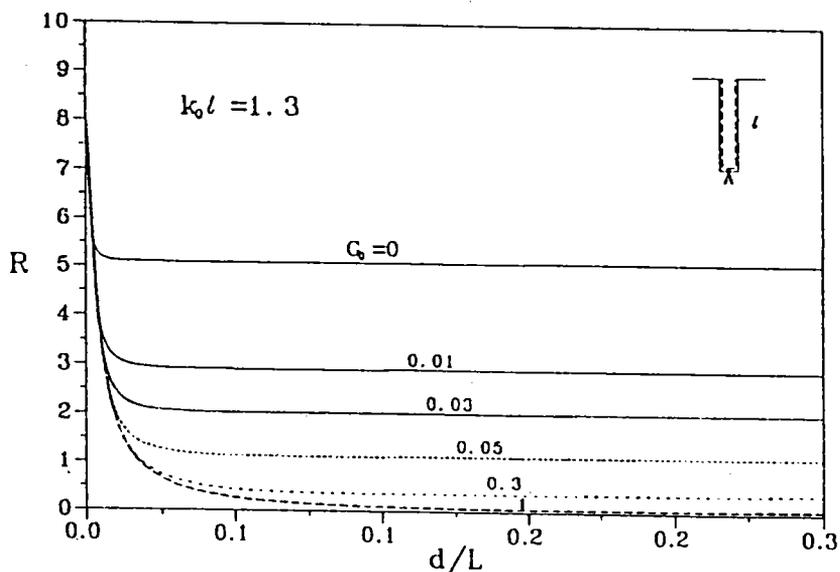


圖4-10 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當無因次波數 $k_0 l = 1.3$ 在港池底端A點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與消波室寬度為 d/L 相關曲線圖

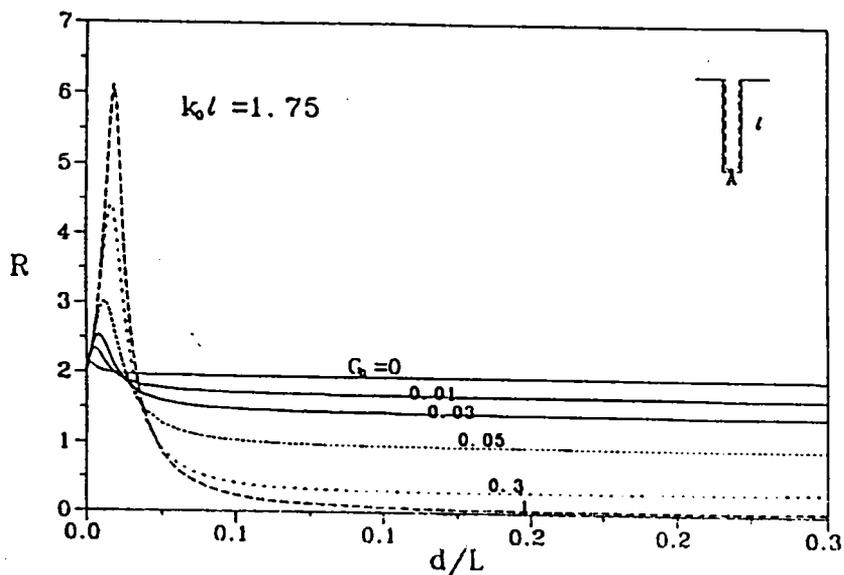


圖4-11 單層多孔板消波體岸壁之矩形港池當無因次波數 $k_0 l = 1.75$ 在港池底端 A 點處幾種不同多孔影響參數 G_0 值之擴大率 R 與消波室寬度為 d/L 相關曲線圖

2. 單層多孔牆消波體之港池共振特性

單層多孔牆消波體之類型港池，係數 R_0 可表示如(4.17)。其對應阻尼係數皆為複數，由 $\lambda_1 \sim \lambda_8$ 等參數定義可明顯看出阻尼係數除與波數 k_0 ，多孔牆之孔隙率 ϵ ，慣性係數 s ，摩擦係數 f ，牆厚度 $2b/h$ ，及無因次消波室寬度 d/L 相關。僅取多孔牆特性參數為 $\epsilon = 0.4$ ， $f=0.5$ ， $s=1$ ，以探討不同消波室寬度 d/L (或 d/h) 及不同多孔牆厚度 $2b/h$ 對港池共振曲線之影響。

首先探討不同單層多孔牆消波體設計之前述矩型港池之共振曲線變化情形，圖4-12為多孔牆厚度 $2b/h = 0.1$ ，考慮幾種不同消波室寬度 d/L ，在矩形港池底端A點之擴大率 R 與 $k_0\ell$ 相關曲線圖。不透水港池之第一共振點如前所述落在 $k_0\ell=1.3$ 。當 $d/L = 0.01$ 時第一共振點左移到 $k_0\ell = 1.2$ ，擴大率減為6.3，隨著 d/L 值之增大，如 $d/L = 0.03, 0.05$ ，第一共振點位置愈左移(共振週期增長)，但擴大率反而有增大現象，當 $d/L = 0.3$ 時，已無共振現象發生，在任何 $k_0\ell$ 值，波能幾乎完全消散。而當 $d/L = 0.5$ 時，第一共振點位置卻移到右側(共振週期減短)，這些現象也顯示共振週期及其擴大率大小之變化劇烈。第二共振點也有相似之現象。當增大多孔牆厚度為 $2b/h = 0.3$ 時， R 與 $k_0\ell$ 之曲線變化(如圖4-13)與如圖4-12有相似的現象。僅因多孔牆厚度增大，波能消散增大，共振點處之擴大率有明顯減小的趨向。

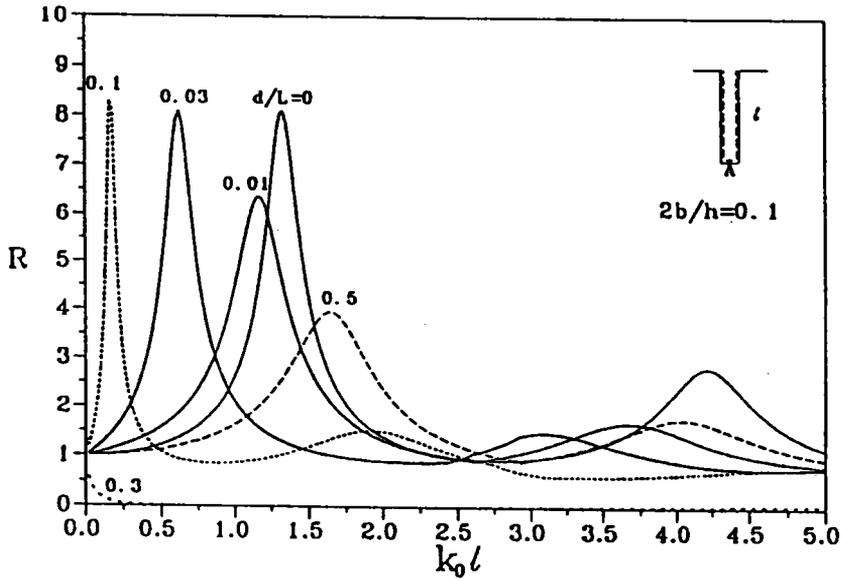


圖4-12 單層多孔牆消波體岸壁之矩形港池當消波牆厚度 $2b/h = 0.1$ 在港池底端 A 點處幾種不同消波室寬度 d/L 之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖

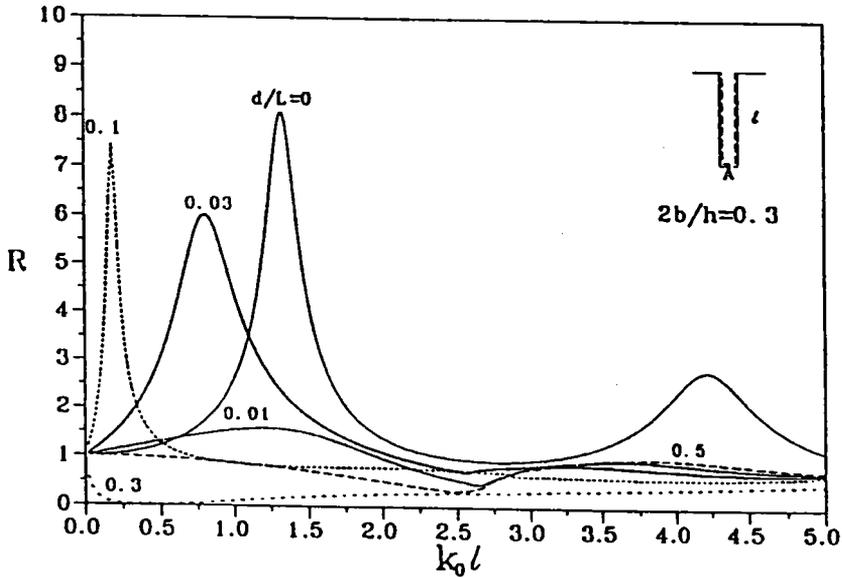


圖4-13 單層多孔牆消波體岸壁之矩形港池當消波牆厚度 $2b/h = 0.3$ 在港池底端 A 點處幾種不同消波室寬度 d/L 之擴大率 R 與無因次波數 $k_0 l$ 相關曲線圖

三、討論

多孔消波岸壁港池之共振曲線變化,由以上之分析顯示與港池形狀、共振週期大小、平均水位、消波室寬度等因素有關。事實上消波岸壁主要由阻尼係數(impedence) α 決定其物理特性,阻尼係數 α 為一複數,其實部之物理意義相當於電學之電阻(resistance)、或前章節所述之摩擦係數 f ; 其虛部則相當於電學之電抗(reactance)、或前章節所述之慣性係數 s 。若 α 為實部及虛部皆不為零之複數,則預期港池共振週期及其擴大率皆可能改變, α 之虛部主要影響共振週期之變化,其值為負數時,將增長原有共振週期,其絕對值愈大改變愈大,反之其值為正數時,將減短原有共振週期,其絕對值愈大改變也愈大;實部則影響振幅大小,其絕對值愈大能量消散也愈大。

消波岸壁之阻尼係數 α (impedence),事實上與第二章描述多孔牆之阻抗係數(impedence) $\gamma = f + is$ 有關, γ 為決定 α 值之一個重要因素。以功能而言, γ 為描述多孔牆內波動之一個重要參數,而 α 為描述以消波體設計之消波岸壁一重要參數。在本文之解析過程,這兩個參數描述波能消散之特性,皆甚為重要。

在單層多孔板消波體岸壁港池,若消波室寬度為四分之一波長時, α 為實數,此條件下可預期各共振週期改變並不明顯,僅減低共振點之擴大率值,其反射係數 C_r 與阻尼係數 α 之關係如(4.9)式,這也是一般學者(如 Tsay et al. (1989), Bettess 及 Zienkiewicz (1977))引用之表示式。

以上分析顯示,阻尼係數 α 為決定共振變化特性之參數,在實際應用時,因地形及港池形狀之不規則性,對任何一現有港池,如欲引用消波岸壁改變某個共振週期,或有效減低可能發生共振之擴大率,除引用數值方法計算外,以理論解析則甚為困難。

伍、消波式岸壁應用於花蓮港港池之共振變化現象

此節將利用上述之港池共振數值模式，推算現有花蓮港之共振特性，並探討以消波體設計之消波岸壁港池，求得港池之波場分佈及共振變化。

一、花蓮港現場觀測之波浪特性

花港港池形狀及位置如附圖5-1。花蓮港位於台灣東部，面臨太平洋，港池座向西南，港口至港池底端呈夾長形，縱身長約4公里，港口寬約300米左右，港池內航道甚窄小寬度約80米，整個港池形狀近似漏斗狀。

圖5-2則為港港區地圖經數位板輸入電腦數位化之水深分佈圖，港區入口水深約為16米，港內航道水深為10米左右，港區之水深變化並不劇烈。港外因面臨太平洋，地理特性因素，離岸500米水深快速下降，部分地區離岸不及1公里水深可達70米。

影響花蓮港港池靜穩度之主要外力為颱風入侵造成劇烈水位變化，港內船舶繫泊困難，更有因而斷纜。因此颱風入侵時造成之港共振特性為數值分析及研究之重點。

數值推算前將先簡略說明由現場觀測之颱風波浪特性。去年1994年7月強烈颱風提姆(TIM)於8日在菲律賓東方海面形成，強度快速增加向西北進行直撲台灣，於10日20時10分從花蓮縣秀姑巒溪口登陸，11日凌晨在台中附近出海，根據經驗從台灣東南方向侵襲之颱風因正向花蓮港口，影響花蓮港最劇烈。此次颱風侵襲時，正逢農曆初二大潮之滿潮段(19時30分)登陸，強風大浪，加上海水高漲，因此造成東防波堤近600公尺的胸牆破損及運砂船在10號碼頭斷纜之災害。

此次風風期間，本所在外海(以#00表示其位置)，10號碼頭(以#10表示)，8號碼頭(以#8表示)及22號碼頭(以#22表示)皆設置有波浪觀測站，其位置如附圖5-1。長期整體波浪分析結果請參考第二章現場觀測資料之解析，此處配合數值推算僅取7月8日16時觀測約半小時之典型資料分析說明如下：

圖5-3為該時段觀測之逐秒水位變化圖，紅色線為外海(編號#00)，其他三條不同顏色曲線分別代表#8、#10、#22三個碼頭附近之觀測資料，表一則為

4個觀測站之波浪統計特性,外海(#00): $H_{1/3} = 10.2$ 米, $T_{1/3} = 14$ 秒, 8號碼頭(#8): $H_{1/3} = 1.5$ 米, $T_{1/3} = 70$ 秒, 10號碼頭(#10): $H_{1/3} = 1.1$ 米, $T_{1/3} = 88$ 秒, 22號碼頭(#22) $H_{1/3} = 2.8$ 米, $T_{1/3} = 18$ 秒。顯示外海示性波高達10米(最大波高15米),示性週期14秒, 22號碼頭相對外海之示性波高比值約為0.27, 示性週期18秒較外海示性週期14秒稍大。但8號及10號碼頭之相對外海示性波高比值略小則分別為0.11及0.17, 示性週期則分別為外海示性週期之5倍及6倍, 顯示8號及10號碼頭處有明顯之長波存在。

為進一步了解各點之不同成份波之波高大小,進一步做能譜分析,圖5-4及圖5-5為各測點之波譜圖,圖5-4橫軸為成份波頻率(1/sec),縱軸為成份波之波高,圖5-5與5-4相似,為方便辨讀僅橫軸改為成份波之週期(sec)。圖中港外(#00)主頻分別在14.8秒及16.7秒二個尖峰。顯示週期15秒附近為主要成份波,其他頻率則無相對尖峰值存在。8號及10號碼頭之主頻則落在157.5秒附近,長週期之其他成份也相對較港外為大,如48秒(44秒),82秒等皆是,短週期很不明顯。但22號碼頭之主頻卻落在對應外海之主頻15秒附近,其他副頻則落在120秒或146秒,顯示22號碼頭主要成份為短週期波,而長波也存在。

以上分析顯示外海之主要成份波為約15秒之短週期波浪,長波成份並不明顯,8號及10號碼頭主要為長波成份,短週期波成份不明顯。22號碼頭長週期及短週期波皆存在,但短週期波成份大於長週期波。

現場波浪分析顯示,港外22號碼頭,10號碼頭與8號碼頭三處之波浪特性不同。外海主頻15秒週期之成份波進港後除在22號碼頭(即港口較近)尚有部分能量存在,10號碼頭或8號碼頭處(在港池底端)已幾乎不存在,但在較長週期(50秒以上)之成份波,則顯示進入港內後其波高反而有增大之現象,而且22號碼頭與10號碼(8號碼頭與10號碼頭特性較相似),發生位置稍有偏移,顯示二者之共振形態不完全相同。

短週期之波浪,比較容易受如防波堤結構物之遮蔽,透水邊界能量消散及地形摩擦等效應之影響,而在進入港內後快速減衰,因此港外主頻15秒左右短週期成份波進入港內後迅速衰減,但長週期之波能相較則不易受遮蔽效應,或透水牆波能消散影響,且隨週期之增大,波長之增長影響之程度遞減,因此長週期波浪對港池靜穩度之影響一般較短期波浪為大,也較為重要。

根據數值模式推算一不透水矩形港池之第一共振點發生在長週期;其位於

處港池底端之放大係數約為8,即共振時底端之波高可為原來8倍之多,但短週期之第二共振點處放大係數略小於3,相對較小。此也顯示在不考慮能量消散之效應,一般長週期之共振也較短週期為大。

數值計算顯示矩形港池岸壁若為不透水全反射體,產生之共振效果甚為強大,但一般實際港池確甚少發生此類現象,其原因乃實際之港池岸壁不可能為全反射體,而為部分射體,且隨岸壁之透水性不同,或作用波浪週期不同,岸壁不同之反射係數。根據數值推算上述狹長矩形港池,發現隨反射係數之減少,共振點之放大係數快速的減少,例如反射係數為0.90時放大係數已降至2以下(如附圖4-2及圖4-3),此點說明實際港池共振放大係數不可能甚大,否則颱風波高若為10米,放大係數為2之港內波高將可達20米,將是個甚危險狀況。

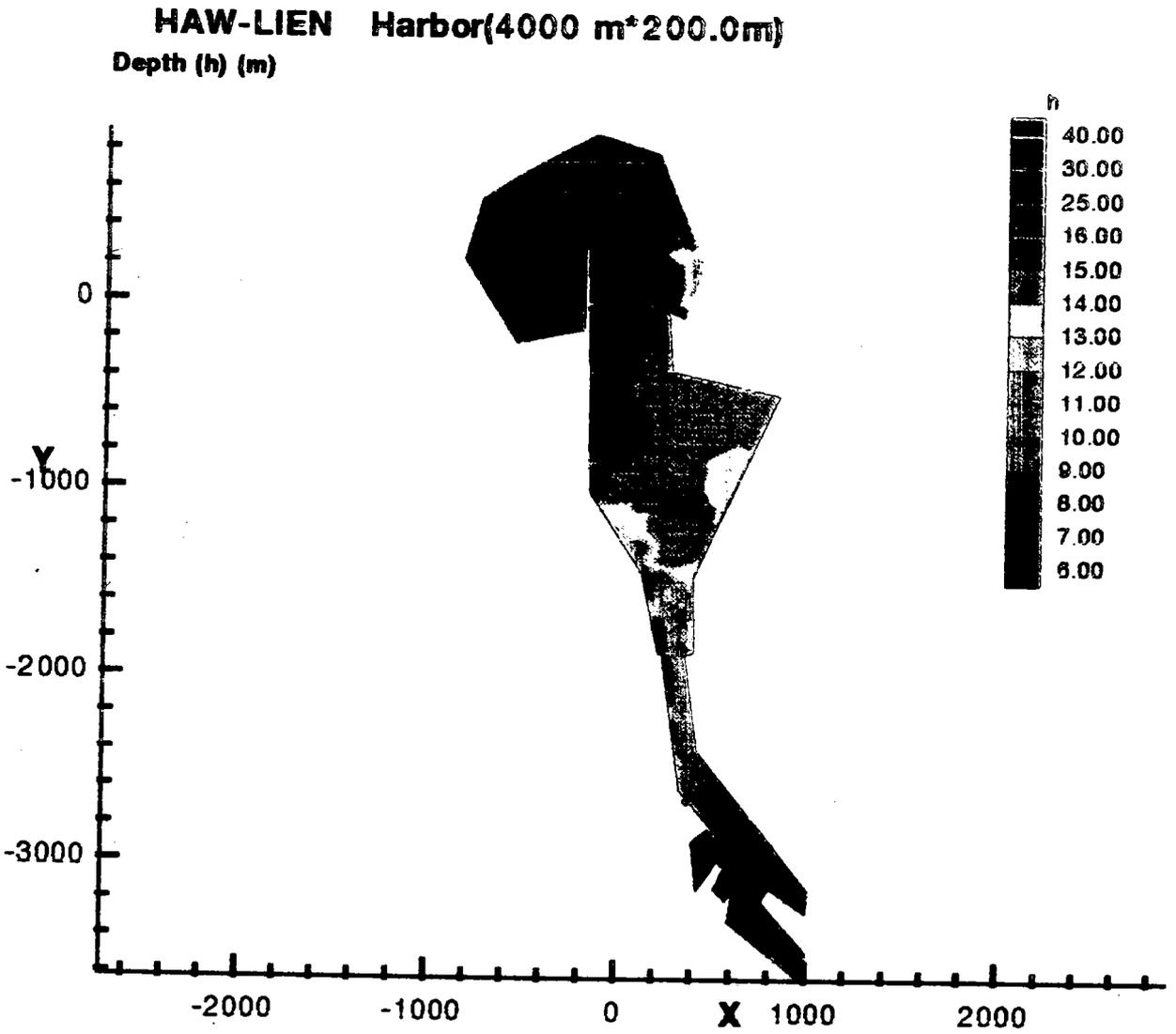


圖5-2 花蓮港港池水深分佈圖

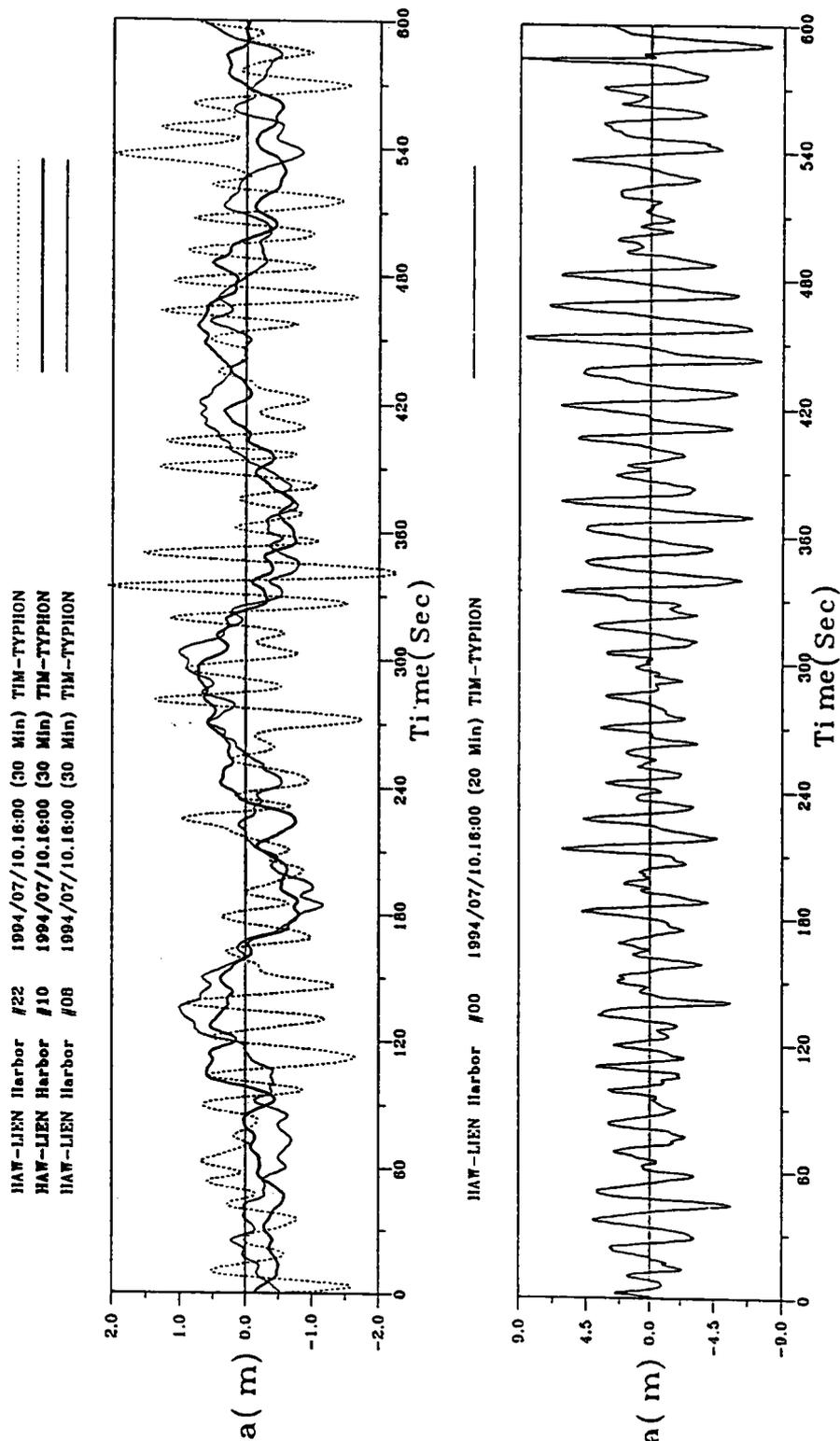


圖 5-3 1994 年 7 月 8 日 16 時強烈颱風提姆過境時花蓮港外海附近 (編號 #00) 及 #8、#10、#22 三個碼頭附近觀測約半小時之逐秒水位變化圖

表一 外海(編號#00)及#8、#10、#22碼頭4個觀測站之波浪統計特性

| HAW-LIEN Harbor 1994/07/10.16:00 (20 Min) TIM-TYPHON | | | | | | | | | |
|--|-------------|---------------|--------------|----------------|-------------|---------------|--------------|----------------|-----|
| # | HMAX (m) | TMAX (sec) | H1/10 (m) | T1/10 (sec) | H1/3 (m) | T1/3 (sec) | HMEAN (m) | TMEAN (sec) | NO. |
| 0 | 15.51 | 14.6 | 12.78 | 14.8 | 10.24 | 14.0 | 6.13 | 12.0 | 100 |
| 8 | 2.19 | 91.0 | 2.06 | 98.0 | 1.52 | 69.9 | .87 | 41.8 | 48 |
| 10 | 1.54 | 106.5 | 1.45 | 139.3 | 1.12 | 88.4 | .66 | 47.5 | 41 |
| 22 | 4.31 | 15.9 | 3.52 | 19.5 | 2.82 | 18.7 | 1.89 | 17.8 | 114 |

| #00 | | #08 | | #10 | | #22 | |
|------|--------|------|--------|------|--------|------|--------|
| H(m) | T(sec) | H(m) | T(sec) | H(m) | T(sec) | H(m) | T(sec) |
| 15.5 | 14.6 | 2.1 | 91.0 | 1.5 | 106.5 | 4.3 | 15.9 |
| 14.7 | 14.3 | 2.1 | 100.9 | 1.5 | 174.9 | 3.9 | 17.8 |
| 13.1 | 14.9 | 1.9 | 91.9 | 1.4 | 135.2 | 3.6 | 15.7 |
| 12.4 | 14.2 | 1.9 | 108.1 | 1.3 | 140.6 | 3.5 | 47.5 |
| 12.3 | 17.1 | 1.8 | 90.0 | 1.1 | 105.4 | 3.5 | 22.5 |
| 12.2 | 16.5 | 1.8 | 137.7 | 1.1 | 75.5 | 3.4 | 14.5 |
| 12.2 | 15.3 | 1.4 | 61.5 | 1.0 | 91.1 | 3.4 | 13.9 |
| 11.9 | 14.0 | 1.3 | 50.8 | 1.0 | 94.9 | 3.3 | 16.9 |
| 11.6 | 12.6 | 1.3 | 93.0 | .9 | 79.7 | 3.3 | 16.6 |
| 11.5 | 14.6 | 1.2 | 45.0 | .9 | 48.3 | 3.1 | 19.8 |
| 10.8 | 13.6 | 1.2 | 44.0 | .8 | 44.4 | 3.1 | 13.5 |
| 10.7 | 14.2 | 1.2 | 41.4 | .8 | 27.7 | 3.1 | 14.2 |
| 10.6 | 13.9 | 1.2 | 46.7 | .8 | 25.7 | 3.0 | 16.1 |
| 10.4 | 14.2 | 1.2 | 56.8 | .7 | 31.2 | 3.0 | 14.0 |
| 10.1 | 16.5 | 1.0 | 39.0 | .7 | 42.4 | 3.0 | 15.5 |

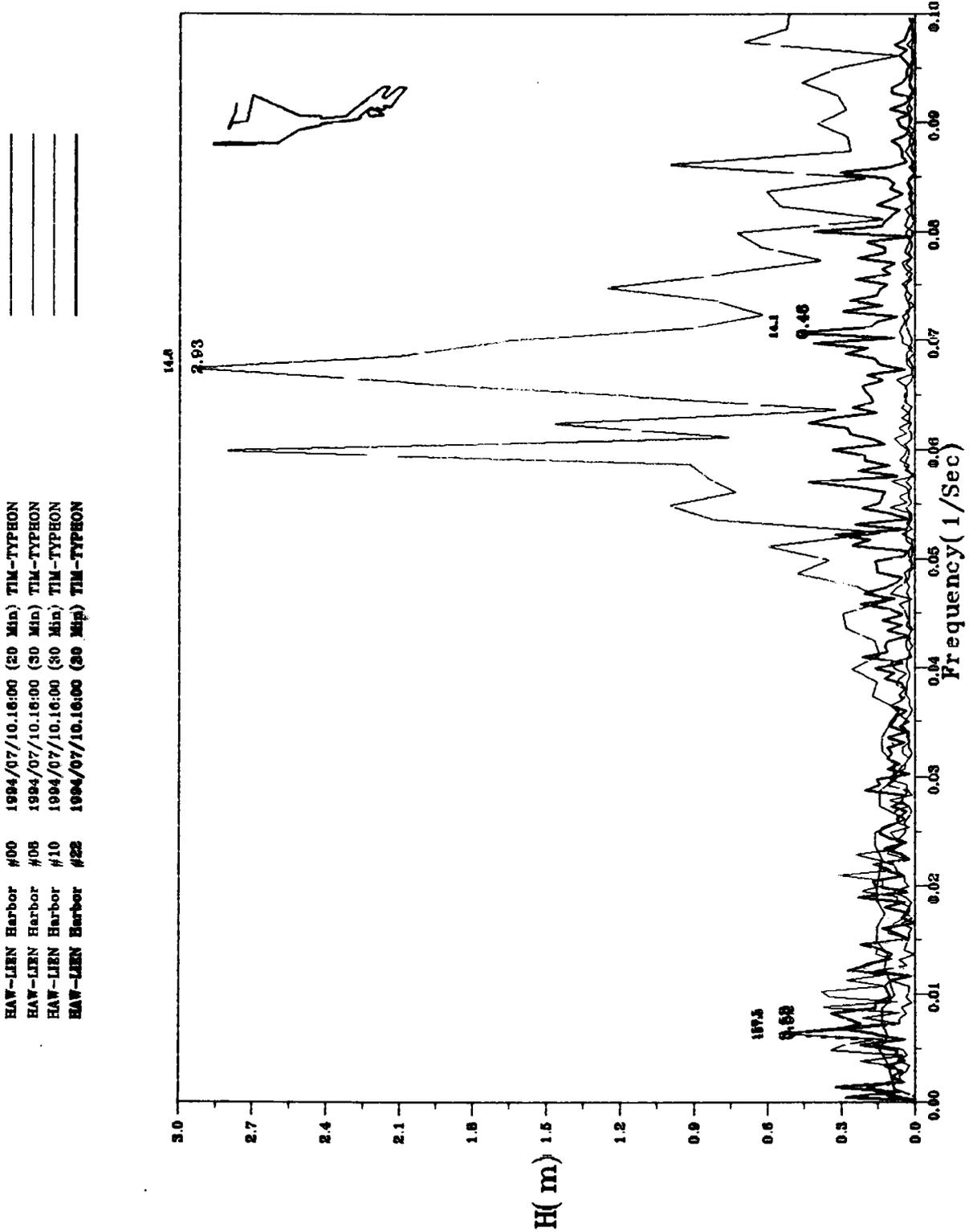


圖 5-4 花蓮港外海(編號 #00)及 #8、#10、#22 三個碼頭附近觀測點之波譜圖

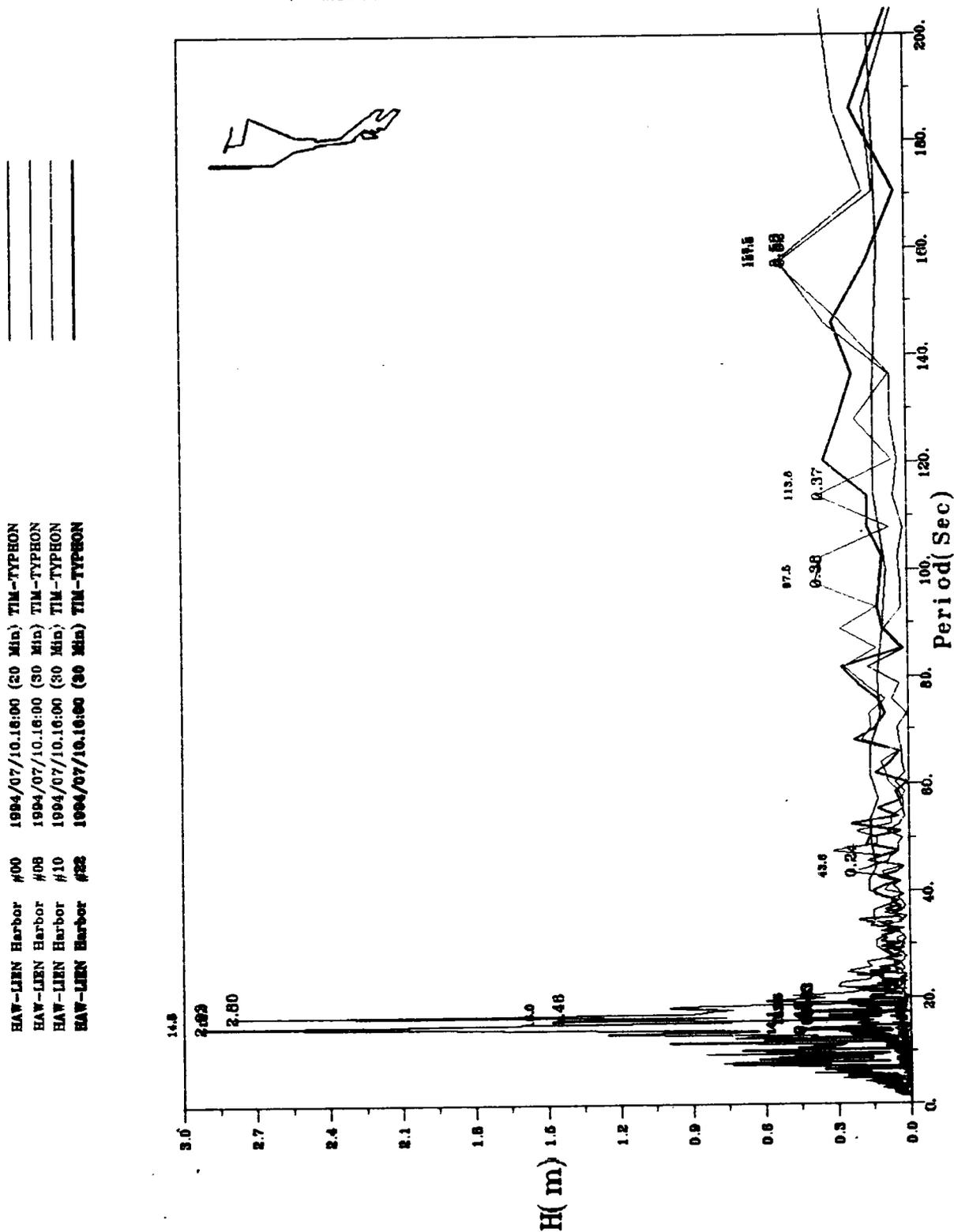


圖 5-5 花蓮港外海(編號#00)及#8、#10、#22三個碼頭附近觀測點之波譜圖

二、消波式岸壁之花蓮港港池共振特性

以下將進行數值推算,推算之花蓮港港池區域及網格分割如附圖5-6,三角形網格之長度約為25米左右,網格結點個數為8446,三角形元素計16144個。

花蓮港港池岸壁計有棧橋式,萬代福式,多孔牆式,水泥牆式等不同岸壁形態,其消波特性和不同,因此反射係數不相同,但決定反射係數最大的另一個重要因素為波浪週期(波長),萬代福式之岸壁對週期10~20秒之波浪而言,其反射係數可能在0.50以下,但對波浪如150秒以上之長週期波浪而言,其反射係數應僅略小於1,其消波之能量甚微小。反射係數之大小也是決定共振點放大係數之一個重要因素,因此計算港池共振現象,岸壁反射係數之決定為影響實際大小之重要因素。

水深變化及海底摩擦效應也是影響共振點放大係數之一個因素,但因一般港池水深變化不劇烈,如花蓮港之水深整體而言,變化也並不顯著。根據數值計算之比較評估結果,水深及海底摩擦等效應在水深變化不甚劇烈之港池,甚影響遠較透水邊界能量消散效應為小,而予於忽略。

在假設花蓮港之岸壁為完全反射之不透水體,圖5-7,圖5-8及圖5-9分別為港內#8、#10、#22三個碼頭數值計算之結果,其顯示港內之共振點放大係數皆甚強烈,有些值甚至大於10,但隨岸壁反射係數之減小,共振點之放大係數快速的降低。港內每點共振曲線(港內每點之放大係數與週期大小之關係曲線),在此考慮不同反射係數,繪製不同共振曲線圖(圖5-7至圖5-9),其原因為如前所述波浪週期大小,為決定反射係數大小之一個重要因素,但此處每一條共振曲線不管週期大小皆是在假設一固定反射係數而求得,因此任何一條共振曲線,皆不能完全代表不同週期波浪之特性。實際上針對同一種型態岸壁,長週期對應之反射係數應遠較短週期之值為大。對特定的岸壁,正確的求得反射係數與週期之關係式為決定數值正確之一個決定性因素。不過甚為可惜的是,這個關係式一般並不容易求得。其原因是利用理論解析方法不太可能求得此關係式,模型試驗又有其現實之局限性,而利用現場觀測實際上也無法量測真正結果。

此處,建議利用數值計算之結果,並配合現場觀測之結果,以決定反射係數與週期變化之關係式。由8號、10號及22號碼頭數值推算之共振曲線(圖5-9),經與,三個碼頭、港外現場波浪相對波譜圖(圖5-4)二者比較分析,可概略估計

157.5 秒左右時反射係數約 0.99, 100 秒左右之反射係數約為 0.98, 15 秒左右之反射係數約為 0.7。

數值模式經過與花蓮港觀測資料之比較驗證, 並得估計之反射係數值, 說明模式應用於花蓮港共振計算之可行性。其次我們將利用數值模式推算花蓮港在颱風過境幾個可能發生共振時之全港區等放大係數分佈(或稱等波高分佈), 以進一步了解整個港池之靜穩度。波浪週期為 157.5 秒時(圖 5-10)8 號碼頭, 10 號碼頭處波高較大, 22 號碼頭處波高則較小, 但波浪週期為 100 秒時(圖 5-11)8 號碼頭, 10 號碼頭處波高較小, 22 號碼頭處附近波高則較大, 波浪週期為 15 秒時(圖 5-12)8 號碼頭, 10 號碼頭處波高較小, 22 號碼頭處附近波高也不大。此顯示不同週期之整個港池波高分佈形態及大小皆不同。

改善港池靜穩度或降低共振幅度一般實施方法可在外海增建(增長)防波堤或離岸堤, 提高遮蔽效果, 或改善岸壁消波能力, 如取用透水式、棧橋式, 以減低共振效果。但以上二種方法, 對改善 10 幾秒週期之較短波浪或許可行, 但長如 50 秒, 甚至 150 秒之長波, 此二種改善方法之效果就甚為有限, 如針對波高較大之颱風波浪則效果可能又更不佳, 如何改善長波造成之港池不穩定, 是一項較複雜之問題。

改變港池形狀或是改變特徵長度以改變共振點發生之週期位置, 也是改善港池靜穩度一種方法。但針對現有花蓮港要改變形狀而達到有效改變共振點位置並不容易, 而且對港池之現有配置改變太大, 並不符經濟效益。

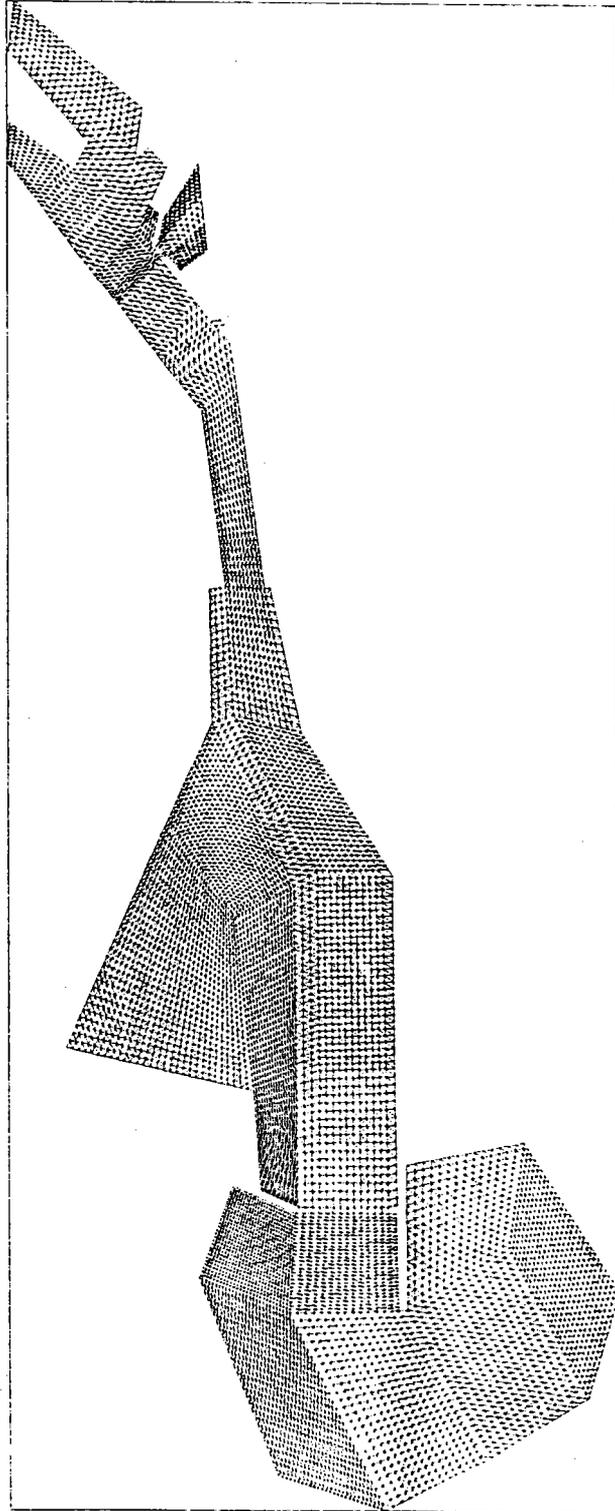


圖 5-6 花蓮港港池三角形元素分割示意圖

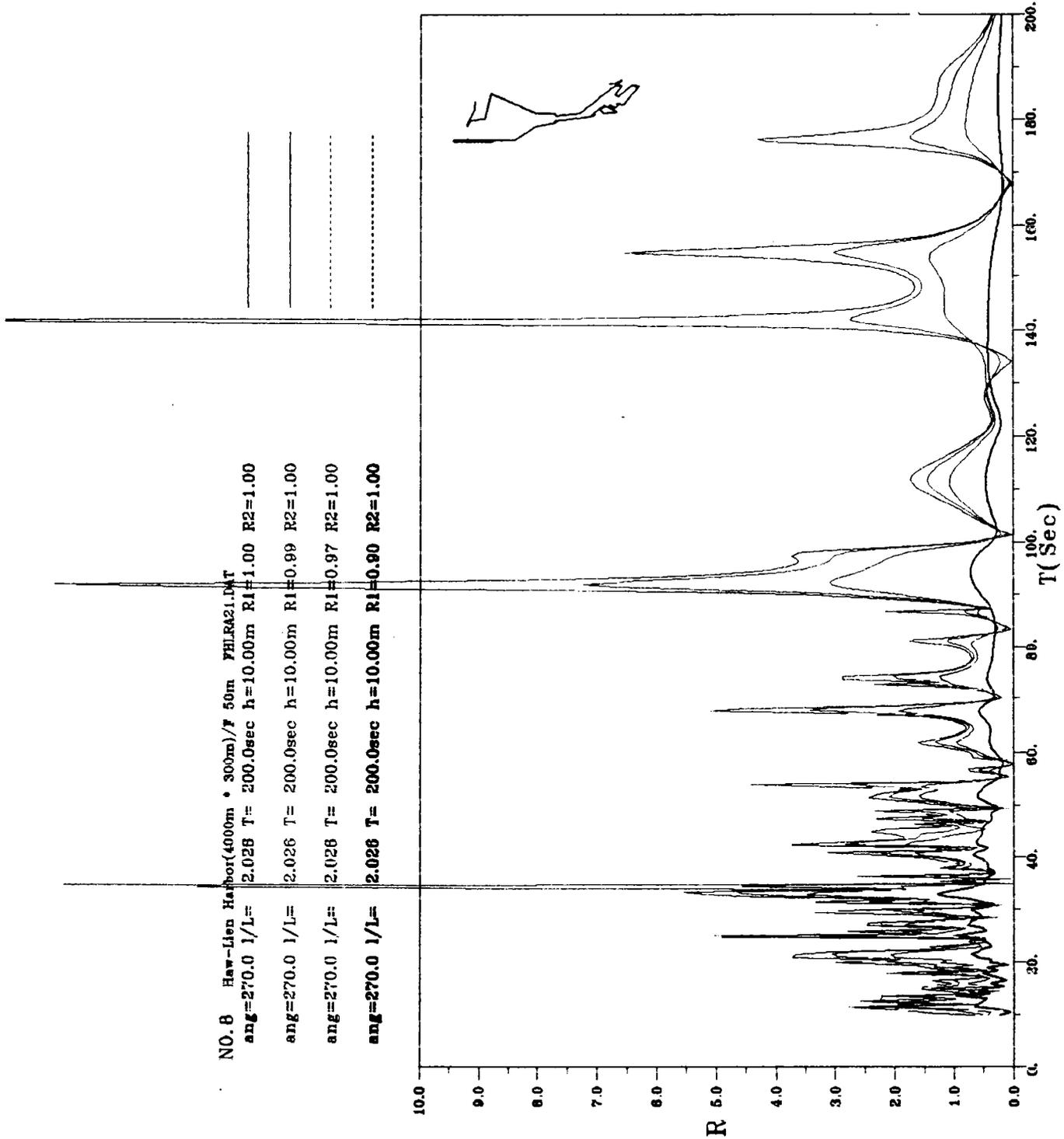


圖 5-7 數值計算現有花蓮港港池岸壁考慮不同反射係數在 8 號碼頭 (#08) 處之共振曲線圖

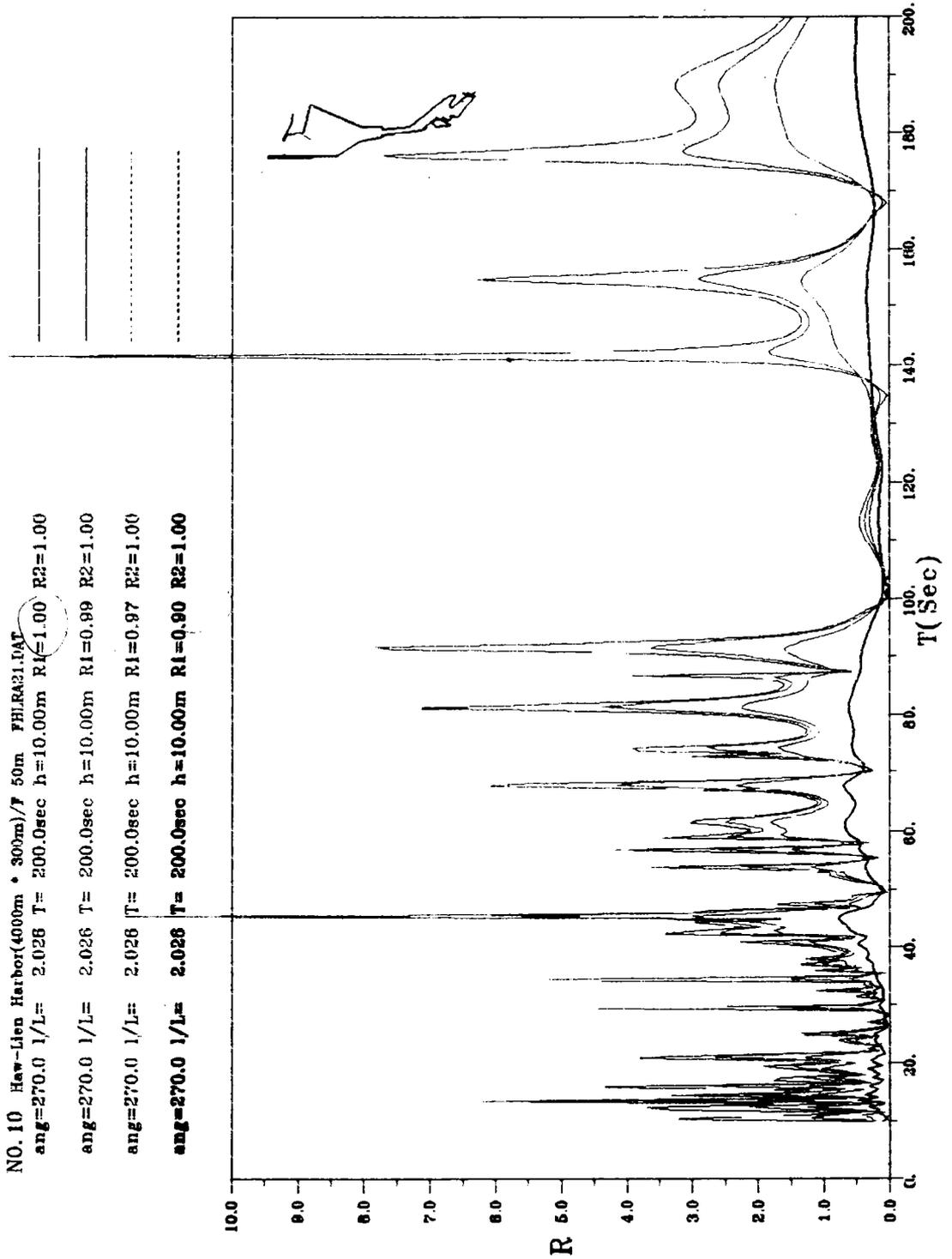


圖 5-8 數值計算現有花蓮港港池岸壁考慮不同反射係數在 10 號碼頭(#10)處之共振曲線圖

NO. 22 Haw-Lien Harbor(4000m * 300m)/7 50m FHLRA21.DAT
 ang=270.0 l/L= 2.028 T= 200.0sec h=10.00m R1=1.00 R2=1.00
 ang=270.0 l/L= 2.038 T= 200.0sec h=10.00m R1=0.99 R2=1.00
 ang=270.0 l/L= 2.028 T= 200.0sec h=10.00m R1=0.97 R2=1.00
 ang=270.0 l/L= 2.028 T= 200.0sec h=10.00m R1=0.90 R2=1.00

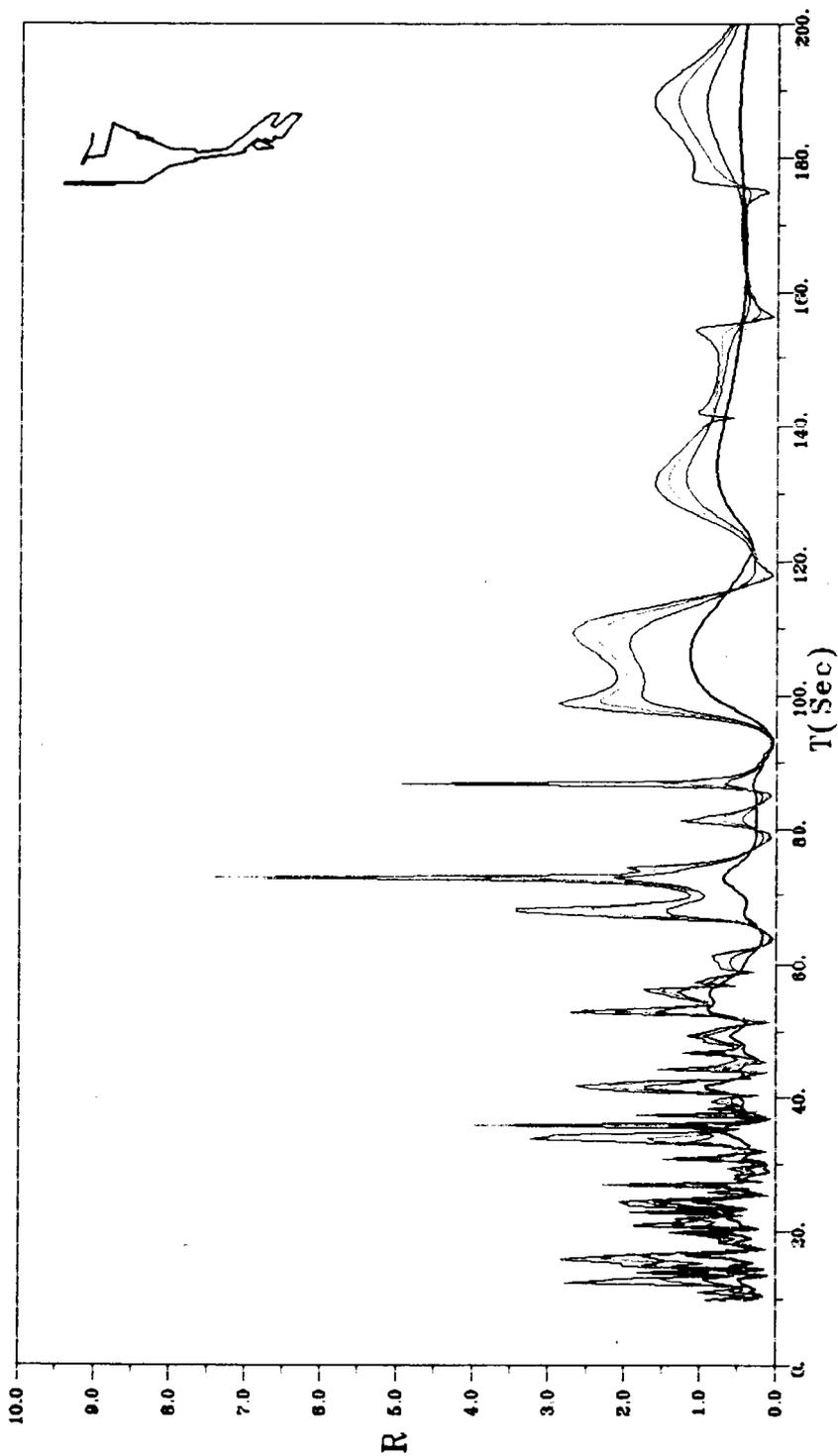


圖 5-9 數值計算現有花蓮港港池岸壁考慮不同反射係數在 22 號碼頭 (#22) 處之共振曲線圖

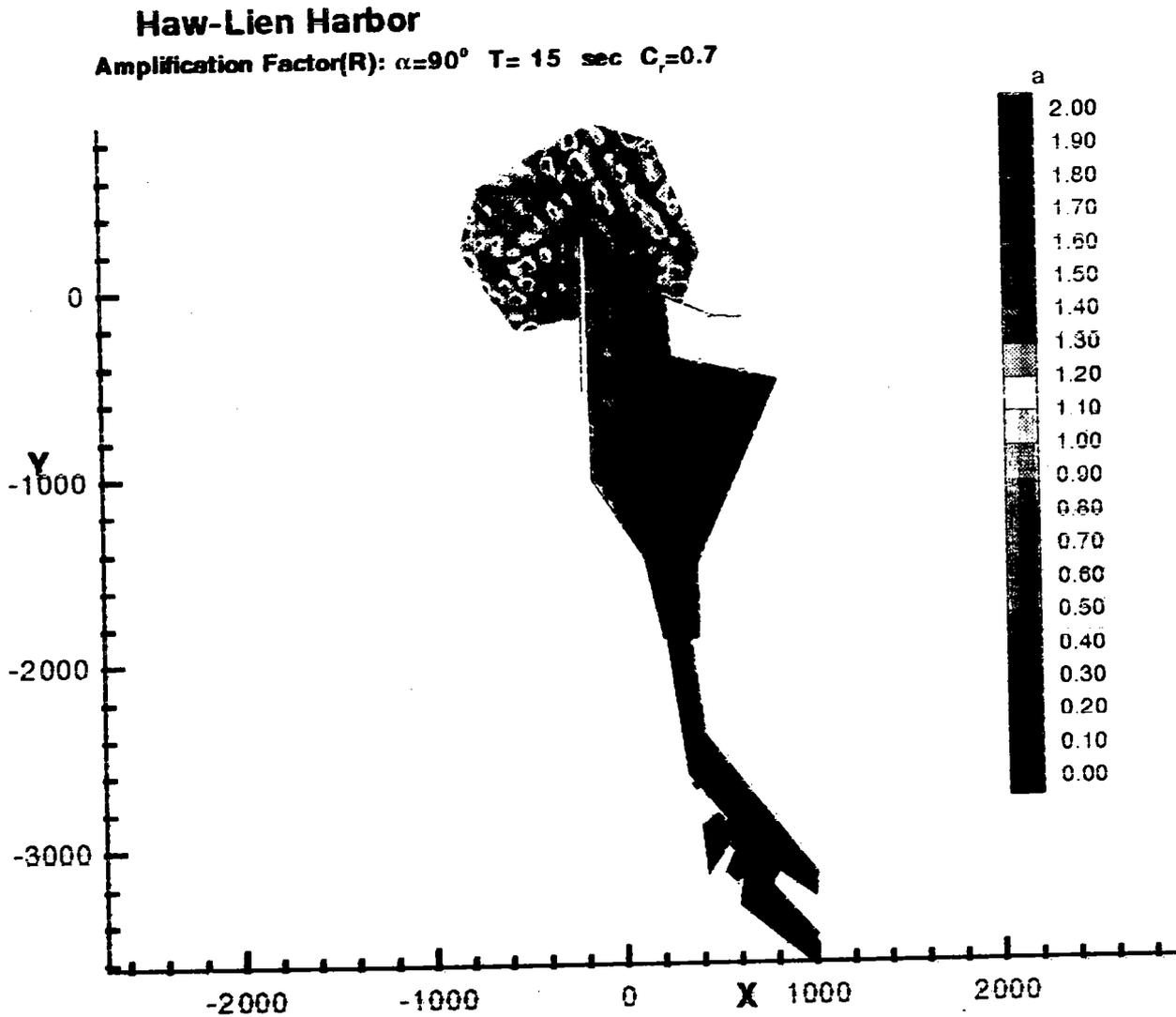


圖5-10 數值計算現有花蓮港波浪週期為15秒整個港池波高分佈圖

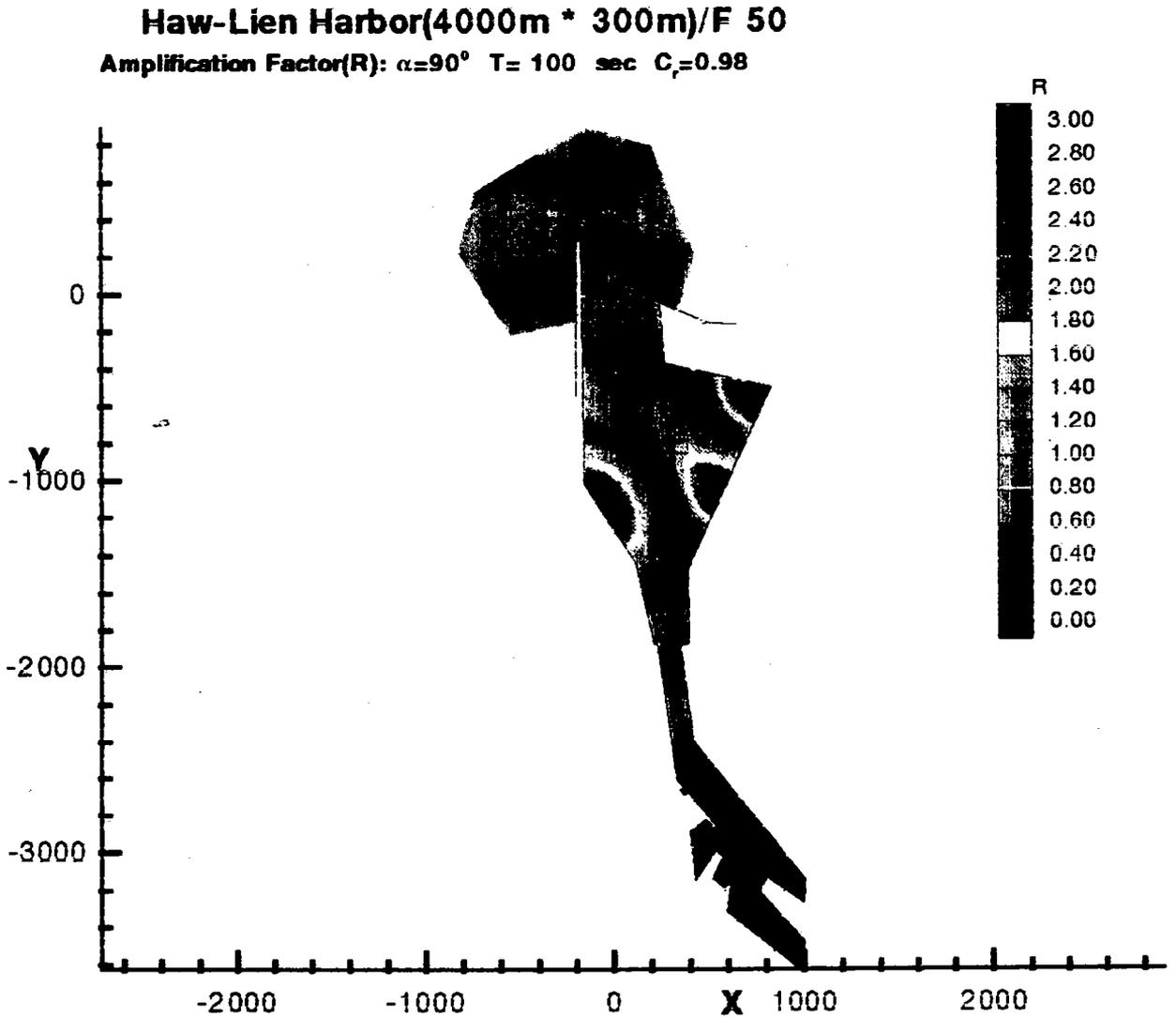


圖5-11 數值計算現有花蓮港波浪週期為100秒整個港池波高分佈圖

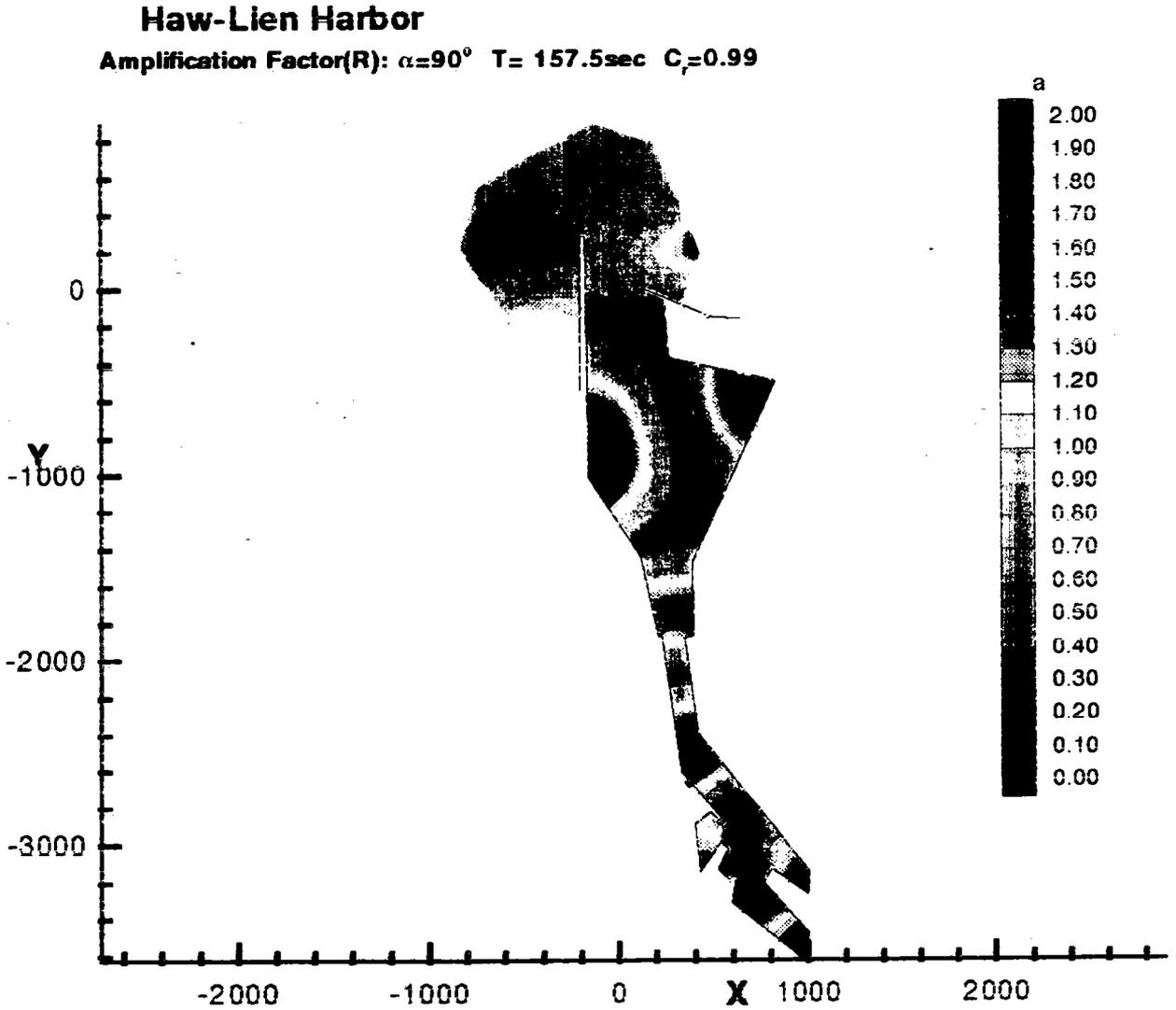


圖5-12 數值計算現有花蓮港波浪週期為157.5秒整個港池波高分佈圖

陸、 結論及建議

1. 本文以理論解析及數值解析分別探討浮體對多孔消波體波能消散之影響。多孔消波體由單層或多層孔隙牆與不透水直立壁組成含一個或多個消波室之消波體設計。消波體前存在一不隨波浪運動之方形或不規則形狀浮體(或浮板)。
2. 以理論解析由多層多孔牆與不透水壁組成消波體，放置於等水深半無限長區域之末端，受波浪作用之反射係數，主要受入射波參數 C_0 、波長(週期)、每個消波室寬度($d_2/L, d_3/L$)、每個多孔牆厚度($b_1/h, b_2/h$)及每個多孔牆特性參數(包括孔隙率 ϵ 、摩擦係數 f 及慣性係數 s)。等因素影響。若有浮體(或浮板)存在於消波體前，則浮體之寬度 d_1/L 、厚度 b_0/h 及高度 h_b/h 對反射係數皆為重要影響因素。
3. 對於多孔消波體之波能消散特性，消波室發揮甚大的能量轉移功能，多孔牆發揮甚大的能量消滅功能。對特定的波浪(C_0)及多孔牆特性參數(ϵ, s, f)，由無因次消波室寬度($d_1/L, d_2/L, d_3/L$)與無因次多孔牆厚度($b_1/h, b_2/h$)之關係，可求得較佳之消波條件。而消波體前之浮體，將可能改變消波特性和。
4. 引用邊界元素法，解析波浪作用於多孔消波體部份，將可解析不規則形狀之浮體及孔隙體，及多層不均勻透水結構物問題，為一甚為有效之解析方法。不同區域(包括不同透水結構物或水域)間則引用水位與壓力連續條件。
5. 為解析多孔消波體港池之波能消散特性及共振特性變化，本文建立使用簡易之等水深模式及較完整之不等水深模式，兩個數值模式在退化為不透水岸壁港池，與往昔部份學者之數值解、理論解比較時，皆得到合理的印證。
6. 根據數值計算結果，單層多孔板之消波體岸壁矩形港池，當波室寬度為四分之一修正波長時，岸壁之阻尼係數 α 為實數，在各共振點之擴大率隨 G_0 值之增大，遠較不透水直立壁港池之擴大率為小，而且隨 G_0 之些微增大，擴大率迅速的減小，但共振點發生之位置改變並不明顯，而在 $G_0=1$ 時，波能幾乎已完全消散，共振現象完全消失。當消波室寬度不為四分

之一修正波長時，消波岸壁之阻尼係數 α 為複數，在與不透水直立壁港池比較結果，發現隨 G_0 值之改變，不但改變共振點之擴大率值，而且明顯的改變共振點發生之位置。而這些共振特性變化，主要由消波岸壁之阻尼係數決定，阻尼係數為複數，其虛部改變共振週期，正值時減小共振週期，負值時則增長共振週期，而且隨其絕對值之增大共振週期變動加大；阻尼係數之實部則改變共振之振幅大小，其絕對值愈大能量消散愈大，共振之振幅愈小。

7. 以單層多孔牆之消波體設計於港池內壁，並與不透水直立壁港池比較其在波浪作用下之共振曲線變化情形。本文發現這類型之港池，不但改變共振點之擴大率值，而且明顯的改變共振週期。而這些港池波能消散現象及共振週期之特性變化，主要仍由消波岸壁之阻尼係數決定，而與港池形狀、水位高度、消波室寬度、多孔牆厚度、多孔牆特性參數及共振週期長短等因素有關；對不規則形狀之港池，因其關係甚為複雜，無法求得其簡易關係式，僅有賴數值方法計算。
8. 波浪與透水結構物之交互作用，非線性效應及消散波成份，在結構物之慣性及摩擦效應較大時，甚為重要；理論解析非線性效應之影響及數值計算透水岸壁港池納入散射波效應，值得進一步研究。而波浪作用於透水性港池岸壁之方向，因繞射及可能多次反射，甚為複雜，如何描述波浪作用於消波體岸壁之邊界條件，也值得進一步探討。
9. 由數值模式推算現有花蓮港之共振現象，顯示港內發生共振之週期甚多。而且港內不同位置之可能發生共振週期並不完全一致，對某一共振週期可能某一點發生共振甚明顯，另一點共振現象則不明顯，但對另一個共振週期，則同樣兩個位置點可能發生相反現象。
10. 因颱風波浪影響花蓮港靜穩度最大，因此颱風波浪引起之港共振為研究之重點。根據83年提姆颱風過境期間，本所在花蓮港外海觀測之波浪特性顯示， $H_{1/3}$ 約為10米，主要週期約為14秒，長週期之成份波不明顯。港內22號碼頭，10號碼頭及8號碼頭等處也同時觀測，分析結果顯示22號碼頭 $H_{1/3}$ 約為3米， $T_{1/3}$ 約為18秒，10號碼頭 $H_{1/3}$ 約為1米， $T_{1/3}$ 約為88秒，8號碼頭 $H_{1/3}$ 約為1米半， $T_{1/3}$ 約為70秒。表示各碼頭之週期成份並不相同，8號與10號碼頭有週期成份波存在，其形態較相近，22號碼頭則較無明顯長

週期。

11. 提姆颱風期間現場觀測波浪資料、經能譜分析顯示,外海主頻在15秒左右而且有雙尖峰存在,長週期之成份不明顯。港內22號碼頭則在對應之主頻處存在尖峰值,與港外海對應能譜值比較則甚小。但在長週期120秒或146秒附近,也有相對尖峰存在,表示22號碼頭有長週期之成份波存在。8號碼頭及10號碼頭則在對應外海主頻15秒處至無相對尖峰存在,表示在這兩處並無短週期成份波存在,但相對於長週期處(如157.5秒附近)則有明顯成份波存在。
12. 現場波浪分析顯示,外海、22號碼頭、10號碼頭與8號碼頭等處之波浪特性不同。外海主頻15秒週期之成份波進港後除在22號碼頭即有部分能量存在,10號碼頭或8號碼頭處已幾乎不存在,但在較長週期之成份波,則顯示進入港內後其波高反而有增大之現象。短週期之波浪,比較容易受如防波堤結構物之甚過,透水邊界能量消散及地形摩擦等效應之影響,而在進入港內後快速減衰,因此港外主頻15秒左右短週期成份波進入港內後迅速衰減,但長週期之波能相較則不易受遮蔽效應,或透水牆波能消散影響,且隨週期之增大,波長之增長影響之程度遞減,因此長週期波浪對港池靜穩度之影響一般較短期波浪為大。
13. 根據數值模式推算一不透水矩形港池之第一共振點發生在長週期;其位於處港池底端之放大係數約為8,即共振時底端之波高可為原來8倍之多,但短週期之第二共振點處放大係數略小於3,相對較小。此也顯示在不考慮能量消散之效應,一般長週期之共振也較短週期為大。
14. 數值計算顯示矩形港池岸壁若為不透水全反射體,產生之共振效果甚為強大,但一般實際港池確甚少發生此類現象,其原因乃實際之港池岸壁不可能為全反射體,而為部分射體,且隨岸壁之透水性不同,或作用波浪週期不同,岸壁不同之反射係數。根據數值推算上述狹長矩形港池,發現隨反射係數之減少,共振點之放大係數快速的減少。此點說明實際港池共振放大係數不可能甚大,否則颱風波高若為10米,放大係數為2之港內波高將可達20米,將是個甚危險狀況。
15. 花蓮港港池岸壁計有棧橋式,萬代福式,多孔牆式,水泥牆式等不同岸壁形態,其消波特性不同,因此反射係數不相同,但決定反射係數最大的另一個

重要因素為波浪週期(波長),萬代福式之岸壁對週期10~20秒之波浪而言,其反射係數可能在0.50以下,但對波浪如150秒以上之長週期波浪而言,其反射係數應僅略小於1,其消波之能量甚微小。反射係數之大小也是決定共振點放大係數之一個重要因素,因此計算港池共振現象,岸壁反射係數之決定為影響實際大小之重要因素。

16. 水深變化及海底摩擦效應也是影響共振點放大係數之一個因素,但因一般港池水深變化不劇烈,如花蓮港之水深整體而言,變化也並不顯著。根據數值計算之比較評估結果,水深及海底擦等效應在水深變化不甚劇烈之港池,其影響遠較透水邊界能量消散效應為小。
17. 在假設花蓮港之岸壁為完全反射之不透水體,數值計算之結果,其顯示港內之共振點放大係數皆甚強烈,有些值甚至大於10,但隨岸壁反射係數之減小,共振點之放大係數快速的降低。對特定的岸壁,正確的求得反射係數與週期之關係式為決定數值正確之一個決定性因素。不過甚為可惜的是,這個關係式一般並不容易求得。
18. 此處,建議利用數值計算之結果,並配合現場觀測之結果,以決定反射係數與週期變化之關係式。由各碼頭數值推算之共振曲線,經與現場波浪相對波譜圖二者比較分析,可概略估計157.5秒左右時反射係數約0.99,100秒左右之反射係數約為0.98,15秒左右之反射係數約為0.7。
19. 改善港池靜穩度或降低共振幅度一般實施方法可在外海增建(增長)防波堤或離岸堤,提高遮蔽效果,或改善岸壁消波能力,如取用透水式、棧橋式,以減低共振效果。但以上二種方法,對改善10幾秒週期之較短波浪或許可行,但長如50秒,甚至150秒之長波,此二種改善方法之效果就甚為有限,如針對波高較大之颱風波浪則效果可能又更不佳,如何改善長波造成之港池不穩定,是一項較複雜之問題。
20. 改變港池形狀或是改變特徵長度以改變共振點發生之週期位置,也是改善港池靜穩度一種方法。但針對現有花蓮港要改變形狀而達到有效改變共振點位置並不容易,而且對港池之現有配置改變太大,並不符經濟效益。

參考文獻

1. Berkhoff, J. C. W., "Computation of Combined Refraction Diffraction", Proc. 13th Coastal Engineering Conference, Vol. 1, (1972) .
2. Bettess P. and O. C. zienkiewicz , " Diffraction and Refraction of Surface Waves using Finite and Infinte Elements ", Inter. Jour. for Num. Methods in Eng. ,Vol. 11 , pp. 1271-1290 (1977).
3. Biesel F. and F. Suquet , "Les Appareils Generateurs de Houle Enlaboratoire" . La Houille Branche PP. 147-165,475-496,723-737 (1951).
4. Booij, N. , "Gravit Waves on Water with Non-Uniform Depth and Current ", thesis present to the Technical University of Delft , The Netherlands, in partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy (1981).
5. Chen, H. S. and C. C. Mei , "Oscillations and Wave Forces in an Offshore Harbor", Ralph M. Parsons Laboratory, Report No. 190, MIT, August(1974).
6. Chen, H. S. , " Effects of Bottom Friction and Boundary Absorption on Water Wave Scattering", Appl. Ocean Research, Vol. 8, pp.99 ~ 104(1986).
7. Chwang, A. T., "A Porous-Wavemaker Theory ", J. Fluid Mech., Vol.132, pp. 395 ~ 406 (1983).
8. Chwang, A.T. and W. Li , "A Piston-Type Porous Wave-Maker Theory", J. Eng. Math., Vol.17 , pp. 301 ~ 313 (1983).
8. Chwang, A. T. and Z. Dong , "Wave-Trapping Due to a Prous Plate", Proc. 15th ONR Sym. on Naval Hydrodyn., Hamburg, Germany, pp. 407 ~ 417 (1984).
9. Chwang, A.T., S. H. Ou and C.H. Su , "Dissipation of Wave Energy by a Porous Wall ", CKHORT-89-005 ,Dept. of Hydraulics and Ocean Eng., National Cheng Kung Univ. ,Taiwan, R.O.C. (1989).
10. Chwang, A. T., S. H. Ou and C. H. Su , "Wave Oscillations inside Porous-Wall Harbors", Proc. of 5th Conf. on Hydr. Eng. , Taiwan, R.O.C. pp.853

~ 868 (1990).

11. Dalrymple, R. A. , M. A. Losada and P. A. Martin , " Reflection and Transmission from Porous Structures under Oblique Wave Attack ", J. Fluid Mech., Vol.224, pp. 625 ~ 644 (1991).
12. Hannoura, A. A. and J. A. McCorquodale , " Rubble Mounds : Numerical Modeling of Wave Motion ", J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE ,Vol. 111, No. 3 ,pp. 552-566.
13. Havelock T. H. , "Forced Surface-Waves on Water ", Phil. Mag. Vol.8, pp. 569-576 (1929).
14. Ho, R. T. and H. Bomze , "Basin Oscillations in an Offshore Harbor," Paper No. OTC 2331, Proceedings of the Offshore Technology Conference, Vol., 11, Houston, Texas , pp.853 ~ 969 (1975).
15. Huang, L. H. , "The Inertial Effect of a Finite Thickness Porous Wavemaker.", J. Hydr. Res. ,29(3), pp. 417 ~ 432 (1991).
16. Huang, L. H. and H. I. Chao , "Reflection and Transmission of Water Wave by Porous Breakwater", J. Wtrwys. , Har. Coast. Div., ASCE, 100(4), pp. 437 ~ 452 (1992).
17. Hwang , L.S. and E.O. Tuck , " On the Oscillation of Harbors of Arbitrary Shape ", J. Fluid. Mech. Vol. 42 , No. 3, pp. 447 ~ 464 (1970).
18. Ippen, A. T. ,Editor, Estuary and Coastline Hydrodynamics, McGraw-hill Book Company ,New York (1966).
19. Ippen, A. T. and Y. Goda , "Wave Induced Oscilations in Harbors : The Solution for a Rectangular Harbor Connected to the Open-Sea" , Report No.59, Hydrodynamics Laboratory , M.I.T. (1963).
20. Jamieson, W.W. and E.P.D. Mansard , "An Efficient Upright Wave Absorber " ,Porc. of Coast. Hydro. dyna. Conf. ,pp. 124 ~ 139 (1987).
21. Jarlan, G.L.E., " A Perforated Vertical Wall Breakwater", The Dock and Harbour Authority, Vol. 41, pp.394 ~ 398 (1961).

22. Jarlan, G. L. E. , " The Application of Acoustic Theory to the Reflective Properties of Coastal Engineering Structures " , National Research Council of Canada, Rep. No. DME/NAE pp. 23 ~ 63 (1965).
23. Kobayashi, N. and B.K. Jacobs., "Riprap Stability Under Wave Action," J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE , Vol. 111, No. 3, pp.552-566 (1985a).
24. Kobayashi, N. and B.K. Jacobs. , "Stability of Armor Units on Composite Slopes," J. of Waterway, Port, coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol. 111, No.5, pp.880-894 (1985b).
25. Kobayashi, N., A.K. Otta, and I. Roy. , "Wave REflection and Run-up on Rough Slopes," J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, ASCE, Vol. 113, No.3, pp.282-298 (1987).
26. Kravtchenho, J. and J. S. ,McNown, "Sciche in rectangular parts", Part, Appl. Math. Vol. 13, pp.19-26 (1955).
27. Lee, J.J., "Wave-Induced Oscillations in Harbours of Arbitrary Shape " , Report KH-R-20, W. M. Keek laboratory of Hydraulics and Water Resources, California, Institute of Technology, Berkeley, Calif. (1969).
28. Lee, J. J., "Wave-induced Oscillations in Harbours of Arbitrary Geometry", J. Fluid Mec. , Vol. 45, pp. 375 ~ 394 (1971).
29. Lee, J. J. and F. Raichlen " Oscillations in Harbors with Connected Basins " , Report KH-R-26, W. Keek Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, (1971).
30. Lee, J. J. and F. Raichlen , "Oscillations in Harbors with Connected Basins," J. Waterw. , Har. and Coastal Eng. Div. , Vol. 98, No. WW3, pp.311 ~ 332 (1972).
31. Lee,C. P., " Wave Interaction with Permeable Structures", Ph.D. Disserta-tion, Ocean Engineering Program, Department of Civil Engineering , Oregon State University, Corvallis, Oregon , U.S.A. (1987).
32. Le Méhauté, B. , " Perméabilité des Dignes en Enrochements aux Ondes de

- Gravité périodiques ”, Bouille Blanche , Vol. 6, pp. 903 ~ 919 (1957).
33. Liu , P. L. -F. , S. B. Yoon and R.A. Dalrymple , ”Wave Reflection from Energy Dissipation Region : ,J. Waterw., Port, Coastal and Ocean Eng . , ASCE Vol. 112, pp. 632 ~ 644(1986).
34. Madsen, O.S. ,” Wave Transmission through Porous Structures ”, J. Waterw., Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE Vol. 100, pp. 169 ~ 188(1974).
35. Madsen ,O.S. and S.M. White,” Wave Transmission through Trapezoidal Breakwaters ” , Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., ASCE, Honolulu, Hawaii, pp.2662 ~ 2676 (1976).
36. Madsen, P.A.,” Wave Reflection from a Vertical Permeable Wave Absorber”, Coastal Eng. ,Vol.7,pp. 381 ~ 396 (1983).
37. Mattioli , F. and S. Tinit , ”Discretization of Harbor Resonance Problem”, J. Waterw. Port , Coastal and Ocean Division ,ASCE, Vol. WW4 ,pp. 464 ~ 469 (1979).
38. McNown, J. S. ,”Waves and Seiche in Idealized Ports”, Gravity Wave Symposium , National Bureau of Standards Circular 521.
39. Miles, J. and W., Munk , ”Harbor pordors”, J. Water.and Harbors Divi., ASCE, WW 3, pp.111- 130 (1961).
40. Morse, P.M. and K.U. Ingard, Theoretical Acoustics, Princeton Univ. Press, U.S.A. (1968).
41. Richey E.P. and C.K. Sollitt, ”Wave Attenuation by Porous Walled Breakwater ” , J. Water. Har. and Coast. Eng. Div., ASCE, Vol. 96, pp. 643 ~ 663 (1970).
42. Sollitt, C.K. and R.H. Cross, ”Wave Transmission through Permeable Breakwaters” ,Proc. 13th Conf. on Coastal Eng. ASCE, Vancouver, Canada, pp.1827 ~ 1846 (1972).
43. Sulisz, W. ,” Wave Reflection and Transmission at Permeable Breakwaters of Arbitrary Cross Section ” , Coastal Eng. , Vol. 9 , pp. 371 ~ 386 (1985).

44. Taylor, G.I. , "Fluid Flow in Regions Bounded by Porous Surfaces". Proc. Roy. Soc. London, A 234 , pp.456 ~ 475 (1956).
45. Terrett, F.L., J.D.C. Osorio and G.H. Lean , "Model Studies of a Perforated Breakwater", Proc. 11th Conf. on Coastal Eng.,Ch. 70 : pp. 1104 ~ 1120 (1968).
46. Tsay, T. K. and P. L- F. Liu , "A Finite Element Model for Wave Refraction and Diffraction " , Appl. Ocean Research ,Vol. 5, pp.30 ~ 37 (1983).
47. Tsay, T., K. , W. Zhu and P. L-F. Liu , "A Finite Element Model for Wave Refraction , Diffraction ,Reflection and Dissipation", Applied Ocean Research , Vol. 11, No1. pp.33 ~ 38 (1989).
48. Twu S.W. and D. T. Lin , "On a Highly Effective Wave Absorber " , Coast. Eng. ,Vol. 15 , pp. 389 ~ 405 (1991).
49. Tyvand P. A. , " Long Waves in a Canal with a Porous Plate Located at a Step". Phys. of Fluids, Vol. 29 pp. 2027-2028.
58. Ursell F. ,R. G. Dean and Y.S. Yu , " Forced Small-Amplitude Water waves : A Comparison of Theory and Experiment", J. Fluid Mech. ,Vol. 7, pp. 33-52 (1960).
50. Wilson, B. W. , "Seiches ", Advances in Hydro- science, vol.8 , pp.1-94 (1972).
51. Yeh, P. , Optical Waves in Layered Media, John Wiley & Sone, New York, U.S.A. (1988).
52. 李兆芳、藍元志 , 「波浪與透水結構物互相作用之二階解」 , 中華民國第十四屆海洋工程研討會論文集 , 第316 ~ 329頁(1992).
53. 林銘崇、王武俊(1982) , 「矩形港池共振特性之研究」 , 國立海洋學院海工程學系 , 河海研究第13號。
54. 林銘崇、謝宗誠 , 「波浪折射-繞射之有限-邊界元素解析」 , 中華造船工程學刊 , 第四期 , 第131 ~ 137頁(1985).
55. 林銘崇、許永誠 , 「波浪折射-繞射與海流共同效應之有限-邊界元素解

- 析」，國立台灣大學造船工程學研究所，Rept. No. 227 (1985).
56. 周宗仁、林焯圭，「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，第111～129頁(1986)。
 57. 周宗仁、林焯圭，「任意反射率防波堤或岸壁之港池水面振動數值分析」，第十一屆海洋工程研討會，第365～381頁(1989)。
 58. 周宗仁、韓文育、張景程，「任意形狀、水深及反射率港池之水面振動實例」，第十四屆海洋工程研討會，第423～443頁(1992a)。
 59. 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，第668～679頁(1992b)。
 60. 涂盛文、郭仲仁，「有限厚度孔隙牆消除特性之研究」，中華民國第十二屆海洋工程研討會論文集，第544～558頁(1990)。
 61. 涂盛文、劉正棋，「利用有限厚度孔隙牆消除造波水槽之再反射」，中華民國第十四屆海洋工程研討會論文集，第299～315頁(1992)。
 62. 郭金棟、黃貴麟，「半圓形開孔堤體反射透射特之試驗研究」，中華民國第十二屆海洋工程研討會論文集，第502～523頁(1990)。
 63. 歐善惠、林西川、林火旺、蘇青和，「不等水深多孔岸壁港池之共振模式」，中華民國第十二屆海洋工程研討會論文集，台中，第74～94頁(1990)。
 64. 蘇青和、章梓雄、歐善惠，「多孔岸壁受斜向波浪作用之反射及波壓特性」，力學期刊，第八卷，第67～76頁(1992)。
 65. 蘇青和、歐善惠、章梓雄，「多孔岸壁港池之波能消散現象」，港灣技術，第七期，第1～24頁(1992)。
 66. 蘇青和、蔡丁貴、歐善惠，「數值方法及輻射邊界在港池共振應用之探討」，中華民國第十三屆海洋工程研討會論文集，第23～37頁(1991)。
 67. 蘇青和，多孔消波體波能消散解析及其應用於港池之研究，博士論文，成功大學水利及海洋工程研究所，台南，1993。
 68. 蘇青和、章梓雄、歐善惠，「透水性結構物之波能消散及港池應用(一)——多孔消波體之波能消散現象」，港灣技術研究所研究報告，82—研(十

- 四), (1993)。
69. 蘇育和、章梓雄、歐善惠,「透水性結構物之波能消散及港池應用(二)——船體對多孔消波體之波能消散影響」,港灣技術研究所研究報告,83一研(十四), (1994)。
 70. 阿部直行、鹿島遼一,「防波堤、護岸の構造型式調査」,日本電力中央研究所研究報告,調查報告U88012, pp. 1~96 (1988).
 71. 井島武士、佐々木富雄、湯村やす,「游水部なもつ直立消防波波護岸の研究」,九州大學工學部水工土木學教室海岸研究室, pp. 1~49 (1972).
 72. 井島武士、奥圖英明、湯村やす、牛房幸光,「直立消防波波護岸における透過壁と遊水部の機能」,日本第23回海岸工程演講會論文集, pp. 85-88 (1976).
 73. 井島武士、奥圖英明、牛房幸光,「直立消防波波護岸の構造と周波數特性について」,日本第24回海岸工程演講會論文集, pp. 255-259 (1977).

直立堤前水深非對稱溝渠上之波浪特性研究

執行單位 : 數學模式組
計畫主持人 : 莊文傑 副研究員
研究顧問 : 林銘崇 教授

(國立台灣大學造船及海洋工程學研究所)

參與人員 : 陳明宗 副研究員
陳冠宇 助理研究員
江中權 助理研究員
陳毓清 行政助理

目 錄

| | |
|----------------------|----|
| 中文摘要..... | i |
| 英文摘要..... | ii |
| 壹、緒 論..... | 1 |
| 1-1 前 言..... | 1 |
| 1-2 文獻回顧..... | 1 |
| 1-3 研究目的..... | 2 |
| 貳、基本理論..... | 4 |
| 2-1 系統座標定義..... | 4 |
| 2-2 控制方程式及邊界條件..... | 4 |
| 2-3 理論解析及模式化..... | 6 |
| 參、數值解析..... | 12 |
| 3-1 概 述..... | 12 |
| 3-2 邊界元素法..... | 12 |
| 3-3 數值模式..... | 14 |
| 3-4 數值計算..... | 18 |
| 肆、數值計算結果與討論..... | 19 |
| 4-1 計算驗證..... | 19 |
| 4-2 標準溝渠..... | 19 |
| 4-3 溝渠之影響效應..... | 19 |
| 4-3-1 渠寬之影響..... | 19 |
| 4-3-2 渠深之影響..... | 20 |
| 4-3-3 非對稱溝渠之影響..... | 20 |
| 4-4 直立堤與標準溝渠..... | 20 |
| 4-5 直立堤前溝渠之影響效應..... | 21 |
| 4-5-1 直立堤位置之影響..... | 21 |
| 4-5-2 渠寬之影響..... | 22 |
| 4-5-3 渠深之影響..... | 22 |
| 4-5-4 非對稱溝渠之影響..... | 22 |

目 錄

| | |
|-------------|----|
| 伍、結 論..... | 24 |
| 陸、參考文獻..... | 26 |
| 誌 謝..... | 28 |
| 附 圖..... | 29 |

直立堤水深前非對稱溝渠上之波浪特性研究

莊 文 傑

摘 要

本文以空間二維次勢流波動理論,採用邊界元素法藉反射係數及透射係數探討波浪入射直立堤前水深不對稱溝渠上之波浪特性變化。由於溝渠地形天然地會對入射波浪產生反射、透射及散射效應,直立堤存在後不透水之特性亦形成邊界之強制反射效果,促使入射波浪透過溝渠地形後於直立堤前產生多重反射及透射現象,致使原入射波浪之特性變得不可預測且難以掌握。尤其溝渠中心與直立堤之距離對於波浪特性之變化影響最大,溝渠與直立堤距離越遠,溝渠後直立堤前之透射係數隨入射波特性變化之敏感度愈高,當堤渠距小於一倍溝渠寬度時,對淺水長波而言,透射係數一般會比一小;對中間水深以上之入射波而言,則透射係數一般反較一為大。由於溝渠地形與直立堤存在後對入射波浪之影響關係頗為微妙,因此在海岸外倘有溝渠地形存在,欲構設直立堤型之結構物就須格外謹慎、小心。

ABSTRACT

**Water Waves over an Asymmetric Trench
in front of an Impermeable Vertical Wall**

Wen-Jye Juang

ABSTRACT

The boundary element method is applied to solve the problem of water waves over a depth asymmetric trench in front of an impermeable vertical wall. Two-dimensional, linearized potential flow is assumed. The fluid domain is divided into three regions along the cut of the trench. Characteristics change of waves expressed by transmission coefficients are formulated with the matching condition of velocities and pressure and are evaluated by the configuration of trench and by the distance between trench and wall. During formulation, evanescent modes are included and in calculation 25 terms are chosen. The result shows that, for there exist multi-reflection and multi-transmission occurs in the region between the trench and wall, the more apart the wall the more sensibly the transmission coefficients change. When the distance between trench and wall less than one times width of the trench and d/L , the ratio of depth and wave length of incident waves, fall into the shallow water limits, the transmission coefficient will always less than 1, otherwise it will always great than 1.

壹、緒論

1-1 前言

在靠鄰海洋的國家中，為充分利用海岸資源，進行海岸開發、利用是最直接且最常見的。而於大陸棚架上構築大型人工島或填築海埔新生地則是海岸開發利用之重要項目。此類工程項目之進行一般因須圍堤造地，且須面對海洋波浪之侵擾作用，因此探討波浪通過水深變化之海底地形再作用於圍堤後之波浪特性變化是非常必要的。

波浪行進水深變化區域之主要特性變化為淺化、折射及「自然反射」，當有人工圍堤等構造物存在時，則波浪將產生「強制反射」現象，綜合淺化、折射、自然反射及強制反射之結果可能造成波浪入射水深地形變化下圍堤前之複雜波浪特性變化。能有效地掌握並深入瞭解此類波浪特性之變化，對於構築大型人工島及填築海埔新生地等工程規劃、設計、施工及防護等將會有莫大地助益。

1-2 文獻回顧

一般，在海底水深變化區域探討波浪之特性變化問題可簡單地區分為三種類型：第一類型為「海灘」(Beach)型，此型問題之特徵為水深變化至海灘端為零；第二類型為「障礙體」(Obstacle)型，此型問題之水深除在障礙體之某一定範圍內具變化外，其他區域為定水深；第三類型為水深由某一非零值改變至一非零值之「變化水深」(Changing-Depth)型。以上三種類型之波浪特性變化研究學者皆甚多，如Stoker(1957)即著書針對第一類型專章探討，國內周宗仁等(1982)亦陸續從事研究。在第二類型方面，由於障礙體可為突出、隆起或凹陷體，如潛堤、管線或溝渠等，因其在實際問題中常面臨及遭遇，因此在此類型內從事研究之學者亦不少，如Lee & Ayer (1981)即使用邊界接合條件(Boundary Matching Conditions)以積分方程解析方式探討波浪通過一矩形溝渠(Trench)之波浪變化特性，並求得在某些特定溝渠型態下，存在有無限多的不連續波浪頻率(Discrete Wave Frequencies)可完全透過溝渠之結論。在此之前，Lassiter(1972)亦曾用補變分積分(Complementary Variational Integral)表示式及邊界接合條件，並進行實驗以矩形溝渠探討波浪通過水深變化區域之反射及透射係數。但以上二位

學者對於長波如海嘯並未提出直接可用之結果, Mei & Black (1969) 就用變分法配合數值解析探討有限水深微小振幅長波通過矩形溝渠之特性變化, Miles (1982) 使用保角變換法 (Conformal-Mapping Algorithm) 針對底床變形下探討二維長波之變形, 並求得矩形溝渠上其複數之反射係數, 同時亦透過變分法求得斜向入射長波之反射係數, 針對溝渠上斜向入射波波長特性變化之探討, Kirby & Dalrymple (1983) 亦曾使用數值計算法推求, 尤其 Kirby et al. (1987) 更對溝渠內含流之情況進行研究, 對於長波通過溝渠之研究尚有 Mei (1982) 利用微小振幅長波理論之理論解析探討, 國內吳永照等 (1992) 則採用邊界元素法研究潛堤與溝渠內埋管之受力問題。在第三類型問題方面, 由於其屬探討波浪通過地形變化水域之最基本範疇, 因此在此課題內從事研究之學者亦相當豐富, 依據 Kirby & Dalrymple (1983) 論文內之陳述, Takano (1960) 應為使用特徵函數展開法探討此類問題之最早期前輩之一, Newman (1965) 則使用積分方程法探討有限及無限水深間階梯 (Step) 之反射及透射問題; 使用變分法探討波浪通過不連續水深之學者最為普遍, 如 Miles (1967), 引用散射矩陣 (Scattering Matrix) 概念來描述重力波之變形, Mei & Benmoussa (1984) 探討不平底床上, 由短波波群引致之長波現象, Smith (1987) 於階梯變化地形上引入水平剪流, Agnon & Mei (1988) 曾探討短波波群引起之陸架 (Shelf) 長波之抓陷 (Trapping) 及共振 (Resonance) 效應, Liu (1989) 亦對同樣主題進行研究, Miles (1991) 提出變化水深下重力波之變分解析法, 最近有關階梯形水深變化之水波問題探討則可見 Evans & Linton (1994) 之均勻帶狀 (Uniform Strip) 換解析法。

綜觀以上三類型因水深地形變化引致之波浪變形問題, 由文獻回顧結果知道, 因地形變化引致之水波變形問題實際是極多樣且複雜多變的, 但在實際環境中因其應用性頗為廣泛且面對海洋必須面對遭遇之機率極大, 因此實值得進一步研究探討。

1-3 研究目的

為配合大型人工島及海埔地等海岸開發利用工程之施行, 本研究之目的將探討圍堤造地前後, 直立堤前水深變化海域內之波浪變化特性。理論解析方法以邊界元素法為主。於水深及波向構成之二維次解析領域內, 波浪假設其為由外海入射之單一頻率微小振幅規則前進波, 水深變化以“障礙體”類型之水深變化不對稱溝渠模擬, 直立堤存在於溝渠後一定距離內且假定其為完全不透水

- 透過以上波浪、水深變化及構造物之模式化,則於水深具變化之海域內構建直立堤構造物,其施設前後之波浪特性變化將可有效地掌握。

貳、基本理論

2-1 系統座標定義

直立堤前，波浪入射水深不對稱之溝渠地形問題可簡單地視為二維次波動問題。在此二維次問題內，首先定義水深不對稱之溝渠地形如圖一，圖一(a)為直立堤不存在時之示意，圖一(b)則為放置直立堤後之示意。於圖一(a)及(b)中，TL代表溝渠寬度，DH2為其平均水深， lr 為溝渠寬度之半；圖一(b)中，WL為溝渠中心至直立堤之距離。座標原點取於溝渠中心並定於平均自由水面上，以右手座標系統定x軸表平均自由水面且向右為正，y軸垂直平均自由水面且向上為正。具波數k之單一頻率(ω)規則前進波由x等於負無窮遠處向x方向入射，DH1為溝渠外負x軸方向之平均水深，其亦表示波浪入射區之水深，DH3則為溝渠外x正向之平均水深。為理論解析及數值計算模式化之必要，流體領域將按水深不同而區隔為三個分區，第I區水深為DH1，第II區水深為DH2，DH3為第III區之水深，亦表直立堤前之水深。另為滿足溝渠地形之限制，DH2應比DH1及DH3為大。

2-2 控制方程式及邊界條件

於水深不對稱之溝渠內，如圖一(a)，假設流體不具壓縮性且運動皆屬非旋性，則流場內應存在有一速度勢 $\tilde{\phi}(x, y, t)$ ，使速度 $\tilde{V}(x, y, t)$ 可表示為

$$\tilde{V} = -\nabla\tilde{\phi} \quad (1)$$

而由質量連續關係得 $\tilde{\phi}$ 尚須滿足Laplace's方程式，因此流場之控制方程式可表為

$$\nabla^2\tilde{\phi}(x, y, t) = 0 \quad (2)$$

假設各不同水深分區內，因波動引致之自由水面變動量 $\eta(x, t)$ 皆可適用微小振幅波動理論，則由自由水面之動力及運動條件可得線性化自由水面之邊界條件分別為

$$-\frac{\partial\tilde{\phi}}{\partial t} + g\eta = 0, \quad y = 0 \quad (3)$$

$$-\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad y = 0 \quad (4)$$

其中, g 表重力加速度, 若各分區底床之水深為 $h_i, i = 1, 2, 3$ 且不透水, 則由底床條件得 $\bar{\phi}$ 於底床上尚須滿足

$$\frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} = 0, \quad y = -h_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (5)$$

如果 $\bar{\phi}$ 用以表示具單一頻率為 ω 之波動, 則 $\bar{\phi}$ 可進一步以 $\phi(x, y)$ 表為

$$\bar{\phi}(x, y; t) = \phi(x, y)e^{-i\omega t} \quad (6)$$

將上式代入控制方程式及邊界條件化簡, 得 $\phi(x, y)$ 亦必須滿 Laplace's 方程式, 即

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (7)$$

且

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\omega^2}{g} \phi, \quad y = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0, \quad y = -h_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (9)$$

而

$$\eta = -\frac{i\omega}{g} \phi, \quad y = 0 \quad (10)$$

令 $h = h_i, i = 1, 2, 3$ 表任一分區之水深, 以分離變數法解析式(7)·式(8)及式(9), 得 $\phi(x, y)$ 之通解可寫為

$$\phi(x, y) = A^\pm \chi(y) e^{\pm ikx} + \sum_{n=1}^{\infty} B_n^\pm \psi_n(y) e^{\pm k_n x} \quad (11)$$

式中, A^\pm 及 B_n^\pm 表示任意常數, 且各分項內之正負號須相互對應, 而

$$\chi(y) = \frac{\cosh k(y+h)}{\cosh kh} \quad (12)$$

$$\psi_n(y) = \frac{\cos k_n(y+h)}{\cos k_n h} \quad (13)$$

k 及 k_n 必須分別滿足下列關係式

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (14)$$

$$\omega^2 = -gk_n \tan k_n h \quad (15)$$

假設具振幅 a_I 之自由水面正向進行波動可表示為

$$\eta = a_I e^{i(kx - \omega t)} \quad (16)$$

則將式(16)與式(11)代入式(10)化簡, 可得 B^\pm 及 A^- 皆為零, 而

$$A^+ = \frac{ga_I}{-i\omega} \quad (17)$$

此時, 式(14)即代表正向進行水波之分散關係式, k 表週波數而進行波之速度勢可寫為

$$\tilde{\phi}(x, y; t) = \frac{ga_I}{-i\omega} \frac{\cosh k(y+h)}{\cosh kh} e^{i(kx - \omega t)} \quad (18)$$

比照上式之結果可知, 式(11)等號右側第一項實可用以分別表示其為向正負方向傳遞之進行波, 即若其中之一表示入射波, 則另一即表示反射波, 至於等號右側之最後一項, 因其表示之速度勢係隨 x 值之大小作指數變化, 因此一般用以分別表示其為向正負方向之散射波 (Scattering Waves), 有時亦將其稱為消散波 (Evanescent Modes), 而 k_n 此時即為其相對應之消散波數。

以上值得注意的是由 Laplace's 方程式解得式(11)之通解過程, 邊界條件僅使用到自由水面及底床條件而已, 有關側向邊界條件皆尚未應用, 因此設定側向邊界條件以解析直立堤前不對稱溝渠上之波浪特性變化將為本研究理論模式化之重點。

2-3 理論解析及模式化

解析直立堤前水深不對稱溝渠上之波浪特性變化，依據式(11)之解析形式，只要再配合適當地分區側向邊界條件即可求解。但因二維溝渠地形之特性，水深在溝渠左右兩側一般係設定為定值，故而溝渠左右兩側之波浪特性一般而言亦是固定且可方便地以反射係數及透射係數代表的。參考圖一(b)之分區及幾何相關定義，設各分區之邊界條件如下：

第I區

引用輻射條件，令 $\phi_s = \phi_I - \phi_{in}$ ， ϕ_I 為入射波速度勢 ϕ_{in} 於第I區內引起之總特性速度勢，則在 $x = -\infty$ 處之側向邊界條件為

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} \left(\frac{\partial \phi_s}{\partial x} + ik\phi_s \right) = 0 \quad (19)$$

在I、II區之交接面上，令壓力與速度連續，則在 $x = -l_r$ 處之側向邊界條件可表為

$$\phi_I(x, y)|_{x=-l_r} = \phi_{II}(x, y)|_{x=-l_r} \quad (20)$$

$$\frac{\partial \phi_I}{\partial \bar{n}_I} \Big|_{x=-l_r} = \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}} \Big|_{x=-l_r} \quad (21)$$

其中 ϕ_{II} 表第II分區內波動之總特性速度勢， \bar{n}_I 及 \bar{n}_{II} 分別表I及II區之交界面上法線向量

第III區

令第III區內波動之總特性速度勢為 ϕ_{III} ，則引用不透水直立壁之側向邊界條件得

$$\frac{\partial \phi_{III}}{\partial x} \Big|_{x=WL} = 0 \quad (22)$$

在II、III區之交接面上，若壓力及速度仍須保持連續，則在 $x = l_r$ 處之側向邊界條件可表為

$$\phi_{III}(x, y)|_{x=l_r} = \phi_{II}(x, y)|_{x=l_r} \quad (23)$$

$$\frac{\partial \phi_{III}}{\partial \bar{n}_{III}} \Big|_{x=\ell_r} = \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}} \Big|_{x=\ell_r} \quad (24)$$

其中 \bar{n}_{II} 及 \bar{n}_{III} 亦分別為 II 及 III 區交界面上之法線向量

第 II 區

在本區內之兩側向邊界條件，因左右兩側分別與 I 及 II 區交界，故其側向邊界可分別設定如式(20)、式(21)及式(23)與式(24)。

根據以上各分區之側向邊界條件要求，則各分區內波浪之特性可分別設定如下：

第 I 區

$$\begin{aligned} \phi_I &= \phi_{in} + \phi_s \\ &= -\frac{ga_I}{i\omega} \frac{\cosh k_1(h_1 + y)}{\cosh k_1 h_1} e^{ik_1(x+\ell_r)} + k_r \frac{ga_I}{-i\omega} \frac{\cosh k_1(h_1 + y)}{\cosh k_1 h_1} e^{-ik_1(x+\ell_r)} \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} A_{1n} \cos k_{1n}(h_1 + y) e^{k_{1n}(x+\ell_r)} \end{aligned} \quad (25)$$

式中， ϕ_{in} 表入射波速度勢， ϕ_s 表在 I 區內滿足輻射邊界條件之散射波速度勢，其在本研究主題內應包含兩部分，其一為因溝渠地形、溝渠壁面及直立堤壁面引起之反射波，以反射係數 k_r 代表，另一為因溝渠地形及水深突變段引起之散射波，以 A_{in} 表示其散射之大小，而 $h_1 = DH1$ 表第 I 區內之平均水深， a_I 、 ω 及 k_1 分別為水深 h_1 所對應之入射波振幅、週波率及週波數， k_{1n} 為散射波之週波數， ω 與 k_1 及 k_{1n} 之關係可由式(14)及式(15)求得。

第 II 區

$$\begin{aligned} \phi_{II} &= C^+ \frac{ga_I}{-i\omega} \frac{\cosh k_2(h_2 + y)}{\cosh k_2 h_2} e^{ik_2 x} + C^- \frac{ga_I}{-i\omega} \frac{\cosh k_2(h_2 + y)}{\cosh k_2 h_2} e^{-ik_2 x} \\ &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} A_{2n}^{\pm} \cos k_{2n}(h_2 + y) e^{\pm k_{2n} x} \end{aligned} \quad (26)$$

上式中，明顯地， C^{\pm} 分別表示入射波 ϕ_{in} 作用系統後其在第 II 區內形成之入射及反射波特性的，而 A_{2n}^{\pm} 則相對地表示散射波特性的。 k_2 為週頻率 ω 之入射波其在水深 $h_2 = DH2$ 之溝渠內所對應之進行波週波數， k_{2n} 為散射波數。

第 III 區

$$\begin{aligned} \phi_{III} = & k_t \frac{ga_I \cosh k_3(h_3 + y)}{-i\omega \cosh k_3 h_3} e^{ik_3(x-l_r)} + K_R \frac{ga_I \cosh k_3(h_3 + y)}{-i\omega \cosh k_3 h_3} e^{-ik_3(x-WL)} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} A_{3n}^{\pm} \cos k_{3n}(h_3 + y) e^{\pm k_{3n}(x-l_r)} \end{aligned} \quad (27)$$

上式中, k_t 表第 III 區內透射波之總透射係數, K_R 表示直立堤壁面之反射率, k_3 為週頻率 ω 之入射波其在溝渠後直立堤前水深 $h_3 = DH3$ 時對應之進行波週波數, k_{3n} 為相對之散射波數, 散射波特性和以 A_{3n}^{\pm} 表示。引入式(22)之直立堤不透水條件得

$$K_R = K_t e^{ik_3(WL-l_r)} \quad (28)$$

$$A_{3n}^+ = A_{3n}^- e^{-2k_{3n}(WL-l_r)} \quad (29)$$

將式(28)及式(29)代回式(27)中化簡, 得第 III 區之波動速度勢 ϕ_{III} 可進一步表示為

$$\begin{aligned} \phi_{III} = & k_t \frac{2ga_I \cosh k_3(h_3 + y)}{-i\omega \cosh k_3 h_3} \cos k_3(x - WL) \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \cos k_{3n}(h_3 + y) \cosh k_{3n}(x - WL) \end{aligned} \quad (30)$$

值得注意的是在以上邊界條件代入計算化簡中, 因式(14)及式(15)之關係, $\cosh k(h+y)$ 與 $\cos k_n(h+y)$ 實際上是具有正交性(Orthogonality)的, 即

$$\int_0^h \cosh k(h+y) \cdot \cos k_n(h+y) dy = 0 \quad (31)$$

至此, 僅管各分區內之波浪特性已分別表示出, 但式(25)、式(26)及式(30)中有關之特性係數如 K_r 、 K_t 、 A_{1n} 、 C^{\pm} 、 A_{2n}^{\pm} 及 B_n 等皆仍未決定, 而尚未應用之側向邊界條僅有分區界面上之壓力及速度接合條件而已。在此情況, 若將解析之重心放在第 II 區即溝渠內, 則對第 II 區而言, 其波動特性在接合邊界

處應可由第I及第II區之特性完全定義,因此,使用式(25)並將其代入式(20)及式(21)之邊界接合條件,再應用式(31)之正交特性可得

$$\begin{aligned} \phi_{II}(x, y)|_{x=-\ell_r} = & \frac{2ga_I \cosh k_1(h_1 + y)}{-i\omega \cosh k_1 y} - \frac{i \cosh k_1(h_1 + y)}{k_1 Q_{10}} \\ & \int_{-h_1}^0 \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}}|_{x=-\ell_r} \cdot \cosh k_1(h_1 + y) dy - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos k_{1n}(h_1 + y)}{k_{1n} Q_{1n}} \\ & \int_{-h_1}^0 \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}}|_{x=-\ell_r} \cos k_{1n}(h_1 + y) dy \end{aligned} \quad (32)$$

$$K_r = 1 - \frac{\omega \cosh k_1 h_1}{ga_I k_1 Q_{10}} \cdot \int_{-h_1}^0 \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}}|_{x=-\ell_r} \cdot \cosh k_1(h_1 + y) dy \quad (33)$$

$$A_{1n} = -\frac{1}{k_{1n} Q_{1n}} \int_{-h_1}^0 \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}}|_{x=-\ell_r} \cos k_{1n}(h_1 + y) dy, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (34)$$

式中

$$\begin{aligned} Q_{10} &= \int_{-h_1}^0 \cosh^2 k_1(h_1 + y) dy \\ &= \frac{2k_1 h_1 + \sinh 2k_1 h_1}{4k_1} \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} Q_{1n} &= \int_{-h_1}^0 \cos^2 k_{1n}(h_1 + y) dy \\ &= \frac{2k_{1n} h_1 + \sin 2k_{1n} h_1}{4k_{1n}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \end{aligned} \quad (36)$$

仿照上式之操作,使用式(30)並將其代入式(23)及式(24)之邊界接合條件,仍應用式(31)之正交特性,得

$$\begin{aligned} \phi_{II}(x, y)|_{x=\ell_r} = & -\frac{\cosh k_3(h_3 + y)}{k_3 Q_{30} \tan k_3(\ell_r - WL)} \cdot \int_{-h_3}^0 \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}}|_{x=\ell_r} \\ & \cosh k_3(h_3 + y) dy + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos k_{3n}(h_3 + y)}{k_{3n} Q_{3n} \tanh k_{3n}(\ell_r - WL)} \\ & \int_{-h_3}^0 \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}}|_{x=\ell_r} \cos k_{3n}(h_3 + y) dy \end{aligned} \quad (37)$$

$$K_t = -\frac{\omega \cosh k_3 h_3}{2g a_I k_3 Q_{30}} \left(1 + i \frac{1}{\tan k_3 (WL - \ell_r)} \right) \cdot \int_{-h_3}^0 \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}} \Big|_{x=\ell_r} \cosh k_3 (h_3 + y) dy \quad (38)$$

$$B_n = \frac{1}{k_{3n} Q_{3n} \sinh k_{3n} (\ell_r - WL)} \cdot \int_{-h_3}^0 \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}} \Big|_{x=\ell_r} \cos k_{3n} (h_3 + y) dy, \quad (39)$$

$n = 1, 2, 3, \dots$

式中

$$Q_{30} = \int_{-h_3}^0 \cosh^2 k_3 (h_3 + y) dy = \frac{2k_3 h_3 + \sinh 2k_3 h_3}{4k_3} \quad (40)$$

$$Q_{3n} = \int_{-h_3}^0 \cos^2 k_{3n} (h_3 + y) dy = \frac{2k_{3n} h_3 + \sin 2k_{3n} h_3}{4k_{3n}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (41)$$

根據以上之解析可知，只在 $x = -\ell_r$ 及 $x = \ell_r$ 之交合界面上 $\partial \phi_{II} / \partial \bar{n}_{II}$ 可於第 II 區中求得，則在第 I 區及第 III 區之波浪特性將可隨反射係數 k_r 及透射係數 k_t 之求出而完全解得。而式 (32) 及式 (37) 將作為解析第 II 區之側向邊界條件使用。在第 II 區中，以式 (7) 為控制方程式，配合式 (8) 之自由水面邊界條件及渠壁與渠床之不透水條件，再選用適當地數值計算方法，則分區交界面上之 $\partial \phi_{II} / \partial \bar{n}_{II}$ 是不難求得的。

參、數值解析

3-1 概述

邊界元素法主要可藉離散邊界積分方程式而求解邊界值問題。在計算流體領域內，若流體運動為微小振幅運動並且具有速度勢時，則流體之運動即可應用邊界元素法進行數值解析。針對此特性，本研究因此以線性邊界元素法為基礎，將其用以探討直立堤前水深不對溝渠上之波浪特性變化。

3-2 邊界元素法

邊界元素法為值殘餘法 (Weighting Residual Method) 之一種特殊形式，其可藉 Green's 第二恒等式將全計算領域之因變函數積分方程式化簡為邊界上之積分方程式。Green's 第二恒等式如下：

$$\int_D (U \nabla^2 V - V \nabla^2 U) d\tau = \int_{\Omega} (U \frac{\partial V}{\partial \bar{n}} - V \frac{\partial U}{\partial \bar{n}}) dA \quad (42)$$

D 表積分領域， Ω 為 D 之邊界面，若 U 及 V 同時滿足 Laplace's 方程式，則

$$\int_{\Omega} (U \frac{\partial V}{\partial \bar{n}} - \frac{\partial U}{\partial \bar{n}}) dA = 0 \quad (43)$$

直接應用式 (43)，令 U 表示計算領域之速度勢，V 為自由空間 Green's 函數 (Free Space Green Function)，在二維次空間問題裏，

$$V = \ell_n r \quad (44)$$

應用 V 之特性，則式 (43) 可以邊界積分形式寫為

$$\alpha \phi(P) = \oint_{\Gamma} \left[\frac{\phi(Q)}{r} \frac{\partial r}{\partial \bar{n}} - \ell_n r \frac{\partial \phi(Q)}{\partial \bar{n}} \right] ds \quad (45)$$

式中， α 為 P 點所在邊界段之夾角，若 P 點位於計算領域內，則 $\alpha = 2\pi$ ；Q 為邊界 Γ 上之任意點， \bar{n} 為邊界 Γ 上向領域外之法線向量， r 為 P 點至 Q 之距離。若 ϕ 及 $\partial\phi/\partial\bar{n}$ 於 Γ 上皆為已知量，則式 (45) 可用以計算領域內任一點之 ϕ 值，而對一完全定義 (Well Posed) 之物理問題，若 ϕ 與 $\partial\phi/\partial\bar{n}$ 僅知其一，或僅知其兩者之關係，則式 (45) 可用以補足邊界上未知量，進而求得領域內任意點之解。

在式(45)中,若欲以數值方式計算邊界點P之 ϕ 值,首先必須將邊界線離散化,亦即使用有限數目之線段以構成邊界線 Γ ,將邊界線離散化後取沿邊界線段元素之局部座標 $\xi - \eta$,如圖二,令邊界線段端點值為 ϕ_j 與 ϕ_{j+1} ,其法線方向之微分值為 $(\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}})_j$ 與 $(\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}})_{j+1}$,則依線性元素之要求,線段元素上任一點之 ϕ 與 $\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}}$ 值可用局部座標 $\xi - \eta$ 表示如下:

$$\phi = [(\phi_{j+1} - \phi_j)\xi + (\xi_{j+1}\phi_j - \xi_j\phi_{j+1})]/(\xi_{j+1} - \xi_j), \quad \xi \leq \xi \leq \xi_{j+1} \quad (46)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}} = \{[(\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}})_{j+1} - (\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}})_j]\xi + [\xi_{j+1}(\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}})_j - \xi_j(\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}})_{j+1}]\}/(\xi_{j+1} - \xi_j), \quad \xi \leq \xi \leq \xi_{j+1} \quad (47)$$

將式(46)與式(47)代回式(45),並將 Γ 分爲N個元素段計算,則式(45)可進一步表示爲

$$\begin{aligned} \alpha_i\phi_i &= \sum_{e_j=1}^N \int_{\xi_j}^{\xi_{j+1}} \left(\frac{\phi}{r} \frac{\partial r}{\partial \bar{n}} - \ell_n r \frac{\partial \phi}{\partial \bar{n}} \right) d\xi \\ &= \sum_{e_j=1}^N \left([K_1]^{e_j} \begin{Bmatrix} \phi_j \\ \phi_{j+1} \end{Bmatrix}^{e_j} - [K_2]^{e_j} \begin{Bmatrix} (\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}})_j \\ (\frac{\partial\phi}{\partial\bar{n}})_{j+1} \end{Bmatrix}^{e_j} \right) \end{aligned} \quad (48)$$

上式中, e_j 表第j線性元素段,且

$$[K_1]^{e_j} = [-I_{11} + \xi_{j+1}I_{12}, \quad I_{11} - \xi_j I_{12}] \quad (49)$$

$$[K_2]^{e_j} = [-I_{21} + \xi_{j+1}I_{22}, \quad I_{21} - \xi_j I_{22}] \quad (49)$$

而

$$I_{11} = \frac{\eta_i}{2(\xi_{j+1} - \xi_j)} \ell_n \frac{\eta_i^2 + \xi_{j+1}^2}{\eta_i^2 + \xi_j^2}$$

$$I_{12} = \frac{1}{\xi_{j+1} - \xi_j} \left(\tan^{-1} \frac{\xi_{j+1}}{\eta_i} - \tan^{-1} \frac{\xi_j}{\eta_i} \right)$$

$$I_{21} = \frac{1}{4(\xi_{j+1} - \xi_j)} [r_{i,j+1}^2 (\ell_n r_{i,j+1}^2 - 1) - r_{i,j}^2 (\ell_n r_{i,j}^2 - 1)]$$

$$\begin{aligned} I_{22} &= \frac{1}{2(\xi_{j+1} - \xi_j)} (\xi_{j+1} \ell_n r_{i,j+1}^2 - 2\xi_{j+1} + 2\eta_i \tan^{-1} \frac{\xi_{j+1}}{\eta_i} \\ &\quad - \xi_j \ell_n r_{i,j}^2 - 2\xi_j - 2\eta_i \tan^{-1} \frac{\xi_j}{\eta_i}) \end{aligned}$$

其中

$$r_{i,j+1}^2 = \eta_i^2 + \xi_{j+1}^2$$

$$r_{i,j}^2 = \eta_i^2 + \xi_j^2$$

於式(48)中對所有線性元素段計算後再經組合可得全邊界之因變函數關係如下：

$$-\alpha_i \phi_i + \hat{H}_{ij} \phi_j = G_{ij} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \bar{n}} \right)_j \quad (51)$$

\hat{H}_{ij} 表由 $[K_1]^{e_j}$ 組合而成之分配係數， G_{ij} 相對地為由 $[K_2]^{e_j}$ 組合而成之分配係數，令

$$H_{ij} = \hat{H}_{ij}, \quad i \neq j$$

$$H_{ij} = \hat{H}_{ij} - \alpha_i, \quad i = j$$

則式(51)可進一步以矩陣形式表示為

$$[H]\{\phi\} = [G]\left\{\frac{\partial \phi}{\partial \bar{n}}\right\} \quad (52)$$

應用邊界上 ϕ 及 $\frac{\partial \phi}{\partial \bar{n}}$ 之關係並調動 ϕ 與 $\frac{\partial \phi}{\partial \bar{n}}$ 已知量與未知量之位置，則式(52)即可據以求得邊界上待求解之未知量。

3-3 數值模式

為應用邊界元素法以解析直立堤前非對稱溝渠上之波浪特性變化，根據邊界元素法之操作步驟，首先應先離散計算領域之所有邊界。據此，將第II區溝渠部分之所有邊界定義並離散如圖三，圖三中， $n_i, i = 1, 2, \dots, 6$ 表各主要邊界之離散分段數， $\phi^r, = \phi_{II}|_{x=-\ell}$ ，表第I與第II區交界面上之速度勢， $\phi^f, = \phi_{II}|_{y=0}$ 表第II區內自由水面之速度勢， $\phi^t, = \phi_{II}|_{x=\ell}$ 表第II區與第III區交界面上之速度勢， ϕ^s 則為溝渠底床及渠壁上之速度勢，其各別對應之法線方向導數速度勢分別為 $\frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}}$ ； $\frac{\partial \phi^f}{\partial \bar{n}}$ ； $\frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}}$ 與 $\frac{\partial \phi^s}{\partial \bar{n}}$ ，以第II區內主要邊界特性展開式(52)得

$$[H^r \ H^f \ H^t \ H^s] \begin{Bmatrix} \phi^r \\ \phi^f \\ \phi^t \\ \phi^s \end{Bmatrix} = [G^r \ G^f \ G^t \ G^s] \begin{Bmatrix} \frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}} \\ \frac{\partial \phi^f}{\partial \bar{n}} \\ \frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \\ \frac{\partial \phi^s}{\partial \bar{n}} \end{Bmatrix} \quad (60)$$

於式(60)中, 因 $\frac{\partial \phi^f}{\partial \bar{n}} = \frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}}|_{y=0}$, 假設第 II 區內自由水面仍滿足式(8), 且 $\bar{n}_{II}|_{y=0}$ 與 y 軸一致, 即微小振幅波理論仍適用, 則

$$\frac{\partial \phi^f}{\partial \bar{n}} = \frac{\omega^2}{g} \phi^f \quad (61)$$

另在溝渠內假設渠底及渠壁皆不透水, 則

$$\frac{\partial \phi^s}{\partial \bar{n}} = 0 \quad (62)$$

將式(61)及式(62)之結果代入式(60)中, 重新整理得

$$\left[\begin{array}{cccccc} H^r & H^f & -\frac{\omega^2}{g} G^f & H^t & H^s & -G^r & -G^t \end{array} \right] \left\{ \begin{array}{c} \phi^r \\ \phi^f \\ \phi^t \\ \phi^s \\ \frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}} \\ \frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \end{array} \right\} = \{0\} \quad (63)$$

又式(63)中, 因 $\frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}} = \left(\frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}}\right)|_{x=-l_r}$, $\frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} = \left(\frac{\partial \phi_{II}}{\partial \bar{n}_{II}}\right)|_{x=l_r}$, 引用式(32)及式(37)之側向邊界條件, 並將式(47)代入式(32)及式(37)之積分項中化簡, 得

$$\begin{aligned} \phi_i^r = & \frac{2iga_I \cosh k_1(h_1 + y_i)}{\omega \cosh k_1 h_1} - \frac{i \cosh k_1(h_1 + y_i)}{k_1 Q_{10}} \sum_{j=1}^{n_1} [(-C_{1j}^r + C_{2j}^r y_{j+1}) \left(\frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}}\right)_j \\ & + (C_{1j}^r - C_{2j}^r y_j) \left(\frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}}\right)_{j+1}] - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos k_{1n}(h_1 + y_i)}{k_{1n} Q_{1n}} \\ & \left\{ \sum_{j=1}^{n_1} [(-D_{1j}^r + D_{2j}^r y_{j+1}) \left(\frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}}\right)_j + (D_{1j}^r - D_{2j}^r y_j) \left(\frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}}\right)_{j+1}] \right\} \end{aligned} \quad (64)$$

式中, y_i 表以 II 區為中心, 順時鐘方向離散水深 h_1 為 n_1 段後第 i 點之水深,

$$y_i = -h_i + (i-1)h_1/n_1, \quad i = 1, 2, \dots, n_1 + 1$$

$$C_{1j}^r = \frac{1}{y_{j+1} - y_j} \left[\frac{y}{k_1} \sinh k_1(h_1 + y) - \frac{1}{k_1^2} \cosh k_1(h_1 + y) \right] \Big|_{y=y_j}^{y=y_{j+1}}$$

$$C_{2j}^r = \frac{1}{y_{j+1} - y_j} \left[\frac{\sinh k_1(h_1 + y)}{k_1} \right] \Big|_{y=y_j}^{y=y_{j+1}}$$

$$D_{1j}^r = \frac{1}{y_{j+1} - y_j} \left[\frac{y}{k_{1n}} \sin k_{1n}(h_1 + y) + \frac{1}{k_{1n}^2} \cos k_{1n}(h_1 + y) \right] \Big|_{y=y_j}^{y=y_{j+1}}$$

$$D_{2j}^r = \frac{1}{y_{j+1} - y_j} \left[\frac{\sin k_{1n}(h_1 + y)}{k_{1n}} \right] \Big|_{y=y_j}^{y=y_{j+1}}$$

$$\begin{aligned} \phi_i^t = & -\frac{\cosh k_3(h_3 + y_i)}{k_3 Q_{30} \tan k_3(WL - \ell_r)} \sum_{j=1}^{n_3} [(-C_{1j}^t + C_{2j}^t y_{j+1}) \left(\frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \right)_j \\ & + (C_{1j}^t - C_{2j}^t y_j) \left(\frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \right)_{j+1}] \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos k_{3n}(h_3 + y_i)}{k_{3n} Q_{3n} \tanh k_{3n}(WL - \ell_r)} \left\{ \sum_{j=1}^{n_3} [(-D_{1j}^t + D_{2j}^t y_{j+1}) \left(\frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \right)_j \right. \\ & \left. + (D_{1j}^t - D_{2j}^t y_j) \left(\frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \right)_{j+1}] \right\} \end{aligned} \quad (65)$$

式中, y_i 仍表示以 II 區為中心順時鐘方向離散水深 h_3 為 n_3 段後第 i 點之水深,

$$y_i = -(i - 1)h_3/n_3, \quad i = 1, 2, \dots, n_3 + 1$$

$$C_{1j}^t = \frac{1}{y_{j+1} - y_j} \left[\frac{y}{k_3} \sinh k_3(h_3 + y) - \frac{1}{k_3^2} \cosh k_3(h_3 + y) \right] \Big|_{y=y_j}^{y=y_{j+1}}$$

$$C_{2j}^t = \frac{1}{y_{j+1} - y_j} \left[\frac{\sinh k_3(h_3 + y)}{k_3} \right] \Big|_{y=y_j}^{y=y_{j+1}}$$

$$D_{1j}^t = \frac{1}{y_{j+1} - y_j} \left[\frac{y}{k_{3n}} \sin k_{3n}(h_3 + y) + \frac{1}{k_{3n}^2} \cos k_{3n}(h_3 + y) \right] \Big|_{y=y_j}^{y=y_{j+1}}$$

$$D_{2j}^t = \frac{1}{y_{j+1} - y_j} \left[\frac{\sin k_{3n}(h_3 + y)}{k_{3n}} \right]_{y=y_j}^{y=y_{j+1}}$$

整理式(64)及式(65)並以矩陣方式表示,得式(64)可寫為

$$\{\phi^r\} = \{C\} + [R] \left\{ \frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}} \right\} \quad (66)$$

而式(65)則為

$$\{\phi^t\} = [T] \left\{ \frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \right\} \quad (67)$$

於式(63)中,結合並代入式(66)與式(67)之邊界接合條件關係,則數值解析之矩陣式將可表示為

$$\begin{bmatrix} H^r & H^f - \frac{\omega^2}{g} G^f & H^t & H^s & -G^r & -G^t \\ I & 0 & 0 & 0 & -R & 0 \\ 0 & 0 & I & 0 & 0 & -T \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \phi^r \\ \phi^f \\ \phi^t \\ \phi^s \\ \frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}} \\ \frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ C \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (68)$$

式(68)中, I 表單位矩陣,而 H、G、R、T 及 C 皆僅為座標、進行波週波數、週頻率與散射波週波數之函數,因此可用線性系統 $AX = B$ 之解法求解式(68)內之未知量,解得式(68)中之未知量,將相關結果代回式(33)及式(38)中,則反射係數與透射係數即可依下式分別計算求得

$$K_r = 1 - \frac{\omega \cosh k_1 h_1}{g a_I k_1 Q_{10}} \sum_{j=1}^{n_1} [(-C_{1j}^r + C_{2j}^r y_j) \left(\frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}} \right)_j + (C_{1j}^r - C_{2j}^r y_j) \left(\frac{\partial \phi^r}{\partial \bar{n}} \right)_{j+1}] \quad (69)$$

$$K_t = \frac{\omega \cosh k_3 h_3}{2g a_I k_3 Q_{30}} \left(1 + i \frac{1}{\tan k_3 (WL - \ell_r)} \right) \sum_{j=1}^{n_3} [(-C_{1j}^t + C_{2j}^t y_{j+1}) \left(\frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \right)_j + (C_{1j}^t - C_{2j}^t y_j) \left(\frac{\partial \phi^t}{\partial \bar{n}} \right)_{j+1}] \quad (70)$$

3-4 數值計算

直立堤前非對稱溝渠上之波浪特性變化,在以邊界元素法將其解析理論數值模式化後,僅剩之問題為如何於式(64)及式(65)中選用適當地散射波週波數項數以模擬理論上原為無限之項數,依據 Lee & Ayer (1981) 及 吳永照等(1992) 於純溝渠地形上之研究經驗,取用 n 等於二十五項已足夠計算要求所須之精度,因此本研究散射波週波數項數即選用 $n=25$ 。在邊界之離散段數上,除溝渠底床及自由水面其邊界之離散數為四十段外,其餘邊界段之離散數均為二十段,亦即於圖三中,設定 $n_1 = 20; n_2 = 40; n_3 = 20; n_4 = 20; n_5 = 40, n_6 = 20$, 總計溝渠區之離散段數為 160 段,數值模式中因選用線性元素法,因此每段之邊界元素點皆為二,總計之元素點亦為 160,雖然每元素點上皆含 ϕ 及 $\partial\phi/\partial\bar{n}$ 二變數,但因自由水面及渠床與渠壁之 $\partial\phi/\partial\bar{n}$ 皆定為已知,僅剩 $\partial\phi^r/\partial\bar{n}$ 及 $\partial\phi^t/\partial\bar{n}$ 待解,因此總矩陣之維度僅為 302×302 ,使用一般 P.C.,應用 $F_{77}L-EM/32$ FORTRAN 程式系統即可針對研究問題進行計算解析。

肆、數值計算結果與討論

4-1 計算驗證

為探討水深非對稱溝渠及直立堤存在對波浪特性產生之綜合影響，進行本題之探討前實有必要對數值模式本身進行檢證。檢證之實驗及數值計算例可參考 Lee & Ayer (1981) 及吳永照等 (1992) 之研究報告，本研究之檢證計算例依照以上兩位作者研究對稱水深溝渠上之波浪特性變化資料進行複算，所得結果如圖四及圖五所示。將其與 Lee & Ayer (1981) 及吳永照等 (1992) 所得結果比較可得相當一致之結果，足證本研究數值模式解析計算結果是可信賴的，遺憾的是本研究報告整理時間匆促，於圖四及圖五中並未將 Lee & Ayer 及吳永照等之結果列入。

根據以上數值模式計算檢證之良好結果，本文因此設定圖四及圖五之溝渠資料為本研究之標準資料，其他計算例將以其為比較例或為說明之基礎。

4-2 標準溝渠

本文之標準溝渠係指溝渠兩側水深為對稱之溝渠配置，以兩百米為標準水深單位，溝渠相關之寬度及水深皆以此值無因次化，令其入射區水深 $DH1 = 0.1016$ ，渠床底深 $DH2 = 0.6731$ ，渠後水深為 $DH3 = 0.1016$ ，渠寬 $TL (= 2l_r) = 1.076$ 。

4-3 溝渠之影響效應

以下為無直立堤存在情況，波浪純受溝渠影響之波浪特性變化比較與探討，各計算結果圖中， d/L 表相對水深，其為入射區水深與波長比值。

4-3-1 渠寬之影響

依圖四標準溝渠之計算結果知，當波浪通過溝渠地形，不同頻率之波浪將展現不同的波浪特性變化，若以反射係數 (K_r) 及透射係數 (K_t) 觀之，可得短波普遍透射率皆接近於一，亦即幾乎完全透過，波長較長之波浪則反射率普遍偏大，一般其在 0.6 以下，因此，對中間水深 ($\frac{1}{20} \leq d/L \leq \frac{1}{2}$) 偏淺水之波浪，溝渠地形是會形成波浪“自然反射”的，此原因主要在於長波較易感覺地形之變化並

受其影響，而深水波或短波其感覺地形變化之感度較不敏銳，受地形影響性亦相對地減低。儘管如此，在圖四中有些中間水深波浪其反射率可為零，亦即完全透過，全不受溝渠地形影響，此種波浪頗值得注意。

圖五為渠寬僅為標準渠寬之半時之計算結果，比較圖四與圖五可知，渠寬減小將促使大部分波浪天然反射之反射率下降，反射率之減小率最大可達31%，反射率下降意謂透過率增大，相對而言，溝渠對波浪之影響將減小。

4-3-2 渠深之影響

將標準溝渠之渠床深度減少30%，則波浪通過淺水溝渠之特性變化將如圖六所示，由圖六可知，大部份波浪之反射率下降量甚大，最大可達約43%，且深水波受溝渠之影響漸漸展現，而淺水波受溝渠水深變化之影響則遞減，唯因溝渠地形形成之自然反射現象始終未消失。

4-3-3 非對稱溝渠之影響

非對稱溝渠係指溝渠前後水深不一致之意。當溝渠水深前深後淺時，基本上波浪入射此不對稱溝渠其反射率會因地形之障礙而普遍增大，而透射率原應相對地降低，但由圖七之計算結果知道，透射係數並不如預期般下降，此主要乃因入射波浪透過溝渠後，水深變淺促使波浪淺化效應顯現之故。另比較圖七與圖四之差異可得，水深由深變淺(本例淺水為深水之半)因地形引起之反射率對各類波浪而言普遍可達6%以上。

圖八為溝渠水深不對稱同時縮減渠寬之計算結果，比較圖八、圖四與圖七得渠寬的變化將左右各類波浪反射率大小的函數分佈型態，而溝渠水深之變化將直接影響反射率或透射率值之大小。

如圖九，若溝渠水深變淺且僅為入射區水深之兩倍，使用標準渠寬，則其反射率與圖七比較是可見其明顯降低的，當然此時透射率一定會相對地提高。

4-4 直立堤與標準溝渠

為方便計算結果之比較及討論，仍設標準溝渠如4-2節所述，直立堤設於距溝渠中心0.6倍渠寬後，以此直立堤及標準溝渠之組合定為直立堤前溝渠對波浪特性影響探討之基礎。

4-5 直立堤前溝渠之影響效應

根據純溝渠地形對入射波浪特性改變之計算結果比較可知，溝渠地形之存在，不論其為深溝渠或淺溝渠，其對各類波浪之特性改變始終是具有影響性的。一旦入射波浪特性改變，溝渠之影響效應亦跟著變化，尤其溝渠之渠形會影響反射係數與透射係數之變化型態，而其深淺則會直接影響反射與透射係數之大小。但有一點值得強調的是儘管反射係數在某些特定溝渠及入射波條件下可能為零，但透射係數卻始終是存在的。基於此項理由，若溝渠後設置直立堤，則當波浪透過溝渠後，透射波浪應會在直立堤與溝渠地形間迴盪，進而影響透射波之波浪特性，以下即針對此情況進行計算並討論。各計算結果圖中， d/L 仍表相對水深，其為入射區水深與波長之比值。

4-5-1 直立堤位置之影響

使用標準溝渠，溝渠資料參見圖四內之說明，再設置一直立堤於距溝渠中心0.6倍渠寬後，依本研究之數值理論模式進行計算，得結果如圖十，於圖十中，可見反射係數均為一，此點與直立堤（不透水）不存在時是截然不同但卻是可理解的。由於不透水直立堤之存在，單一入射波入射溝渠後，透過的波浪瞬即受直立堤強制反射而再向溝渠前進，此時溝渠地形再展現其影響效應促使一部分波浪透過溝渠向入射區行進，另一部分則反射進入溝渠與直立堤間，如此週而復始，迴盪不已，但無論如何，最後所有的反射波能量在無能量消耗機制下是會全部返回入射區的，因此造成了直立堤前溝渠前方之入射波區反射係數始終維持為一之結果。唯於圖十中仍可見反射波之相位(θ_r)依舊隨入射波之特性而不斷變化。至於透射係數之變化，將其隨波浪特性(d/L)變化之型態與純溝渠而直立堤不存在之情況相互對照比較可知，直立堤存在後，其透射波之特性受直立堤之影響，是非常大且明顯的。單就中間水深之入射波浪而言，於圖十中可輕易看出，透射係數一般皆比一大，可見直立堤前之重複反射波其能量已較單純之重複波為高。只是原於直立堤不存在時，純溝渠情況下可完全透過之波浪，此時透射係數仍保持為一，因此於直立堤前可保持為完全重複波之特性。而就淺水長波部分觀之，直立堤靠近溝渠反而促使透射能量減弱，此點對於應用溝渠地形以保護直立堤構造物免於長波之侵擾應是值得考慮研究的。

以上的討論為直立堤靠近溝渠之結果，但直立堤距溝渠中心三倍渠寬距離

後,計算所得的結果,如圖十一,卻頗令人訝異,原來規矩變化之透射係數變化型態此時隨入射波浪特性些微之改變而有劇烈敏感之變動,不論淺水長波或中間水深波浪,此時透射係數已無法掌握並加預期。圖十二及圖十三皆為直立堤設置於距溝渠中心甚遠處之計算結果,由圖可知,透射係數隨波浪特性改變之變化型態更趨激烈敏感而不可預測,透射係數於淺水長波部分最大可達到2.0,如此之入射波浪,其作用在直立堤上之能量將為完全重複波之四倍,因此當海岸外存在有溝渠地形時,構建直立堤構造物應格外謹慎注意。

4-5-2 渠寬之影響

固定溝渠與直立堤之距離,直立堤位於約六倍渠寬外,若溝渠規模之渠寬縮減為標準渠寬之半,計算結果得如圖十四,將其與圖十一比較,由比較結果知,僅管透射係數之分佈型態改變,但隨波浪特性變化而激烈變動之現象則未見改善,只是最大透射能量有顯著的下降而已!

4-5-3 渠深之影響

仍固定直立堤位於約六倍渠寬外,若溝渠規模之渠深淺化為標準渠深的1/3,由圖十五知透射的能量將亦會明顯降低,此與直立堤不存在而單純因渠深減小之效果相類似,可見直立堤前溝渠之規模對透射能量大小存在有絕對的影響性。圖十六即為縮減溝渠規模後之成果。將其與圖十四及圖十五再比較可得,溝渠規模的變化,渠寬決定透射能量分佈型態而渠深則決定透射能量之大小。此點可由圖十七中進一步淺化渠深得證。於圖十七中,另一有趣的現象是僅管溝渠規模已小得幾乎不存在,但只要有直立堤及溝渠存在,因直立堤位置遠離所造成之透射係數變動現象始終未見消失,若直立堤極靠近規模甚小之溝渠,則由圖十八可得透射係數此時已大都接近於一,亦即在直立堤前將形成完全重複波,此現象早為大家所熟知共認。透過此計算例之展示,也恰可驗證本數值解析模式應是可應用且可信任的。

4-5-4 非對稱溝渠之影響

非對稱溝渠在本研究中係指溝渠之前後水深不一致之意。由於溝渠地形之存在,加以溝渠地形對各類波浪之反射及透射特性原本就具有程度大小強弱

不一之影響程度，因此在設置直立堤情況，波浪於首次透過溝渠後，必於溝渠與直立堤間因多次重複之反射及透射現象而使波浪特性產生一定程度之變化。在探討此變化之前，首先應針對直立堤不存在時，非對稱溝渠對波浪特性改變之效果進行瞭解。

圖十九及圖二十分別為在非對稱溝渠上，波浪由深水通過溝渠再進入淺水區之波浪反射及透射係數，相關之相位角亦示於圖上，當透過此不對稱溝渠之波浪遭遇直立堤時，反射是必定發生的，假設此直立堤完全不透水，因此對這些透射浪將產生全反射作用，迫使這些透射並被全反射之波浪再次必須面對溝渠地形，而此時之非對稱溝渠水深係由淺而深，將此情況加以計算後得再反射之反射係數如圖二十一所示，透射係數則如圖二十二所示，至此而後再反射之反射浪必因直立堤存在而再次產生全反射，如此反覆循環再反射及再透射過程。將此過程以本文之理論解析數莫式代入計算後，可得直立堤前非對稱溝渠影響下之波浪特性及相位變化如圖二十三所示。將圖二十三與圖二十及圖二十一詳細比較可得圖二十三中不論透射係數或相位其實際即為圖二十與無數次之圖二十一之綜合結果，只是主導的型態為圖二十之透射係數型態而已。也由此可見直立堤前溝渠上之透射係數之所以會隨波浪之入射特性而產生激烈不可預期之變化，其實皆因於溝渠與直立堤間波浪之循環重複反射與透射之故。

當直立堤前非對稱溝渠前後之水深變化係由淺而深時，計算所得之透射係數變化如圖二十四所示，仿照上述之解析說明，其實亦不難發現圖二十四中不論相位與透射係數之變化型態實際即為以圖二十二為主之透射係數與無數次圖十九之反射係數綜合所得之結果。由於直立堤與溝渠間波浪之循環重複反射與透射現象在此水深條件亦會發生，因此圖二十四所得之透射係數實際亦會隨入射波浪條件不同而激烈變動。

與對稱性溝渠類似，直立堤與溝渠中心之距離對透射係數變動之影響是很大的，此點可參考圖二十五及圖二十六之結果即知，另由圖二十三及圖二十六中可發現，淺水長波於溝渠地形上當其由深水向淺水傳遞時，因直立堤之多重反射現象可能造成直立堤前累積之反射波能量高達入射波能量之6倍。因此特性，於溝渠地形與海岸間構設直立堤型構造物時不可不慎。

伍、結 論

本文使用邊界元素法,以二維次問題探討直立堤前水深不對稱溝渠地形上波浪之特性變化。經理論解析並將波浪特性以反射係數及透射係數模式化後,根據數值計算結果與討論所得之結論如下:

1. 無直立堤情況,溝渠規模一即溝渠之深與寬對波浪特性影響性甚大,深且寬之溝渠造成之反射係數普遍較淺且窄之溝渠所造成者為大;此意謂淺又窄之溝渠波浪較易透過,而寬且深之溝渠較易造成波浪反射。
2. 無直立堤情況,溝渠寬度會影響反射係數隨入射波浪特性變化之函數分佈型態,而深度則直接影響反射係數之大小;折射係數之受影響性與反射性恰相反。
3. 無直立堤情況,水深非對稱溝渠兩側之水深若由深向淺變化,則因地形引起之基本反射率約為6%,若由淺向深變化,則基本反射率約為3%,當然以上基本反射率之值會隨溝渠規模而變。基本反射率存在意謂無論深水波或淺水波,只要溝渠地形存在且為非對稱,則入射波浪將或多或少被反射。
4. 無直立堤情況,水深非對稱溝渠會增加具中間水深特性之入射波浪之透射係數大小。
5. 溝渠地形下,不透水直立堤之存在將造成溝渠入射區之反射係數皆等於一,此意謂不透水直立堤會無視溝渠地形之存在而反射所有入射能量。
6. 溝渠地形下,不透水直立堤與溝渠地形間將形成入射波透過溝渠後之多重反射區。
7. 溝渠地形後,不透水直立堤前之透射係數會因直立堤位置之變化而隨入射波特性變化。些微之入射波特性改變在直立堤與溝渠中心距愈遠時變化愈激烈且愈敏感,當溝渠與直立堤距相當於一倍渠寬時,透射係數隨入射波特性變化之敏感度會降低,且淺水長波之透射率會小於一,而中間水深以上波浪透射率一般會大於一。
8. 非對稱溝渠地形後,不透水直立堤前之波浪透射係數與直立堤不存在時之透射係數關係甚密切。基本上直立堤不存在時之透射係數在合成以透射波反向入射之多次反射係數結果後,綜合可得其值。

9. 在非對稱溝渠地形後,不透水直立堤前,當直立堤遠離溝渠中心三倍渠寬距離後,淺水長波入射所得之透射係數最大值可達2.79(此值堤渠距為20,溝渠前深後淺)。

陸、參考文獻

1. Agnon, Y. & C.C. Mei, Trapping and Resonance of Long Shelf Waves due to Groups of Short Waves, *J. Fluid Mech.*, Vol.195, pp.201-221, 1988.
2. Evans, D.V. & C.M. Linton, On Step Approximations for Water-Wave Problems, *J. Fluid Mech.*, Vol. 278, pp. 229-249, 1994.
3. Kirby, J.T. and R.A. Dalrymple, Propagation of Obliquely Incident Water Waves over a Trench, *J. Fluid Mech.*, Vol. 133, pp.47-63, 1983.
4. Kirby, J.T. Dalrymple, R.A. and S.N. Seo, Propagation of Obliquely Incident Water Waves over a Trench. Part 2. Currents Flowing along the Trench, *J. Fluid mech.*, Vol. 176. pp.95-116, 1987.
5. Lassiter, J.B., The Propagation of Water Waves over Sediment Pockets, Ph. D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, 1972.
6. Lee J.J. & R.M. Ayer, Wave Propagation over a Rectangular Trench, *J. Fluid Mech.*, Vol. 110, pp.335-347, 1981.
7. Liu, P.L. -F., A Note on Long Waves Induced by Short-Wave Groups over a Shelf, *J. Fluid Mech.*, Vol. 205, pp.163-170, 1989.
8. Mei, C.C. & J.L. Black, Scattering of Surface Waves by Rectangular Obstacles in Waters of Finite Depth, *J. Fluid Mech.*, Vol. 38, Part 3, pp.449-511, 1969.
- 9 Mei, C.C. & C. Benmoussa, Long Waves Induced by Short-Wave Groups over an Uneven Bottom, *J. Fluid Mech.*, Vol. 139, pp.219-235, 1984.
10. Mei, C.C., "The Applied Dynamics of ocean Surface Waves", Chap.4, 2nd Printing with Corrections, Word Scientific, 1989.
11. Miles, J.W., Surface-Wave scattering Matrix for a Shelf, *J. Fluid Mech.*, Vol.28, Part 4, pp.755-767, 1967.
12. Miles, J.W., On Surface-Wave Diffraction by a Trench, *J. Fluid Mech.*, Vol. 115, pp.315-325, 1982.

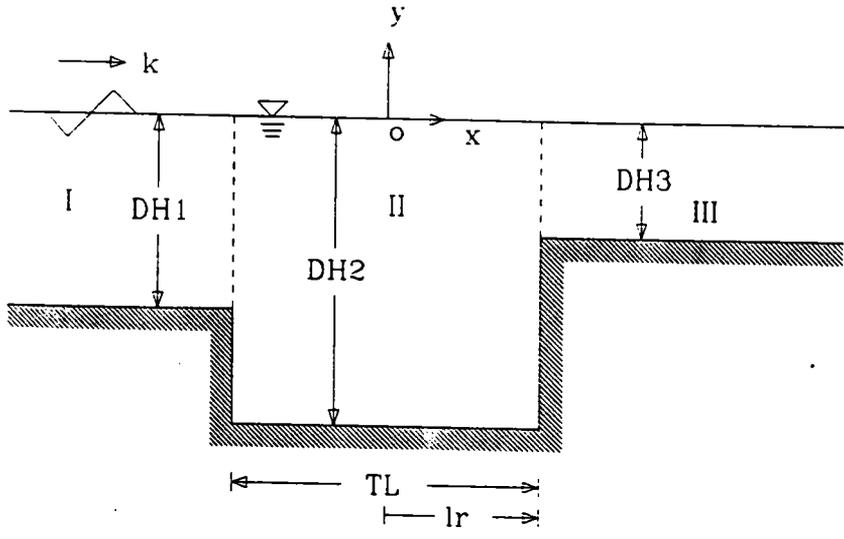
13. Miles, J. W., Variational Approximations for Gravity Waves in Water of Variable Depth, *J. Fluid Mech.*, Vol.232, pp.681-688, 1991.
14. Newman, J.N., Propagation of Water Waves over an Infinite Step, *J. Fluid Mech.*, Vol.23, Part 2, pp.399 ~ 415, 1965.
15. Smith, J., On Surface Waves Crossing a Step with Horizontal Shear, *J. Fluid Mech.*, Vol. 175, pp.395-412, 1987.
16. Stoker, J.J., "Water Waves", chapt. 5, Interscience, new York, 1957.
17. Takano, K., Effects d'ue Obstacle Parallélépipédique sur la Propagation de la Houle, *Houille Blanche* 15, pp.247-267, 1960.
18. 周宗仁、韓文育, 波浪溯上之研究, 河海研究第11號, 國立台灣海洋大學河海工程學系, 1982.
19. 吳永照、吳得臣, 波浪與多孔介質之交互作用, 土木工程研究所碩士論文, 國立交通大學, 1992.

誌 謝

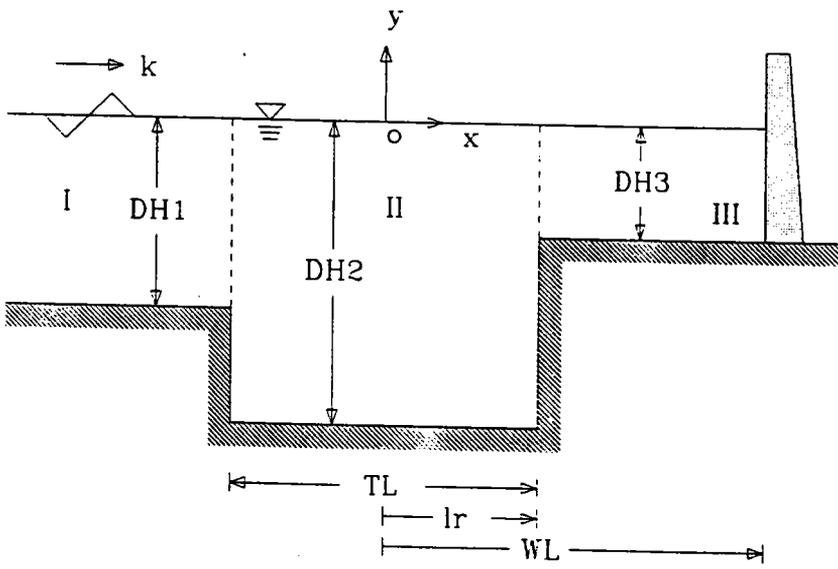
本研究得以順利完成首先得感謝本所海岸工程組研究員邱永芳博士提供邊界元素法有關計算之基本程式,其次對海岸工程組研究員徐進華博士不時提供諮詢機會並惠示卓見,本人於此特致衷心之謝忱。研究完稿後,數學模式組陳毓清小姐不辭辛勞,日夜加班代為打字並整理文稿,本人亦願表達誠摯之謝意。

附

圖

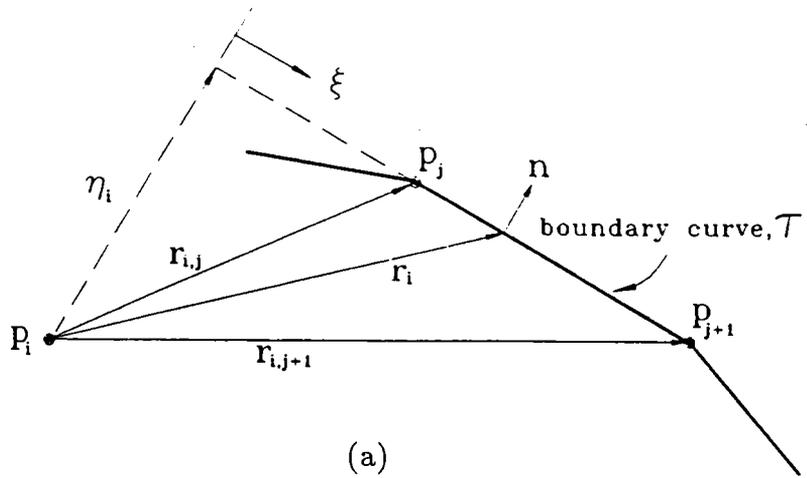


(a)

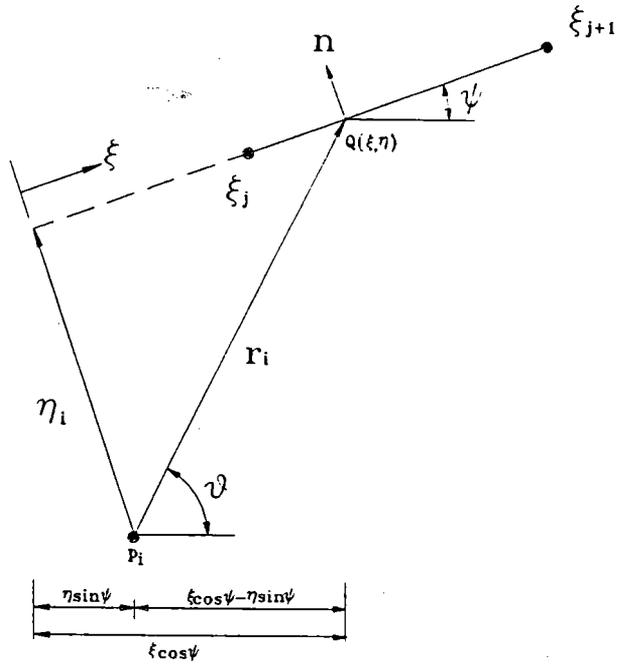


(b)

圖一 座標定義及直立堤與非對稱溝渠系統

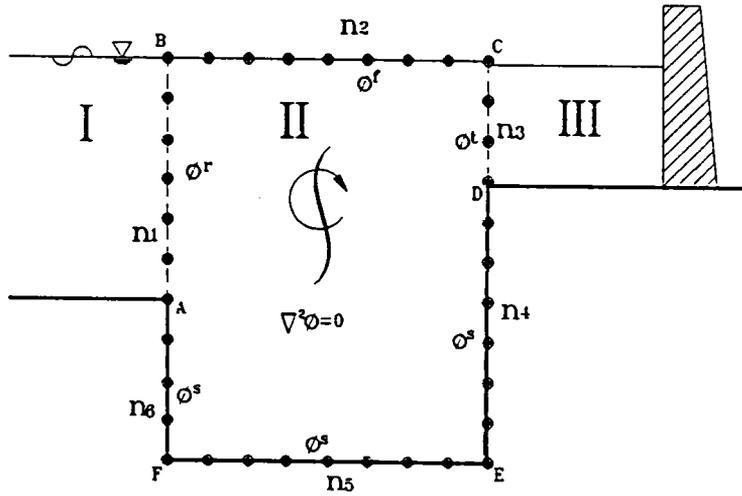


(a)

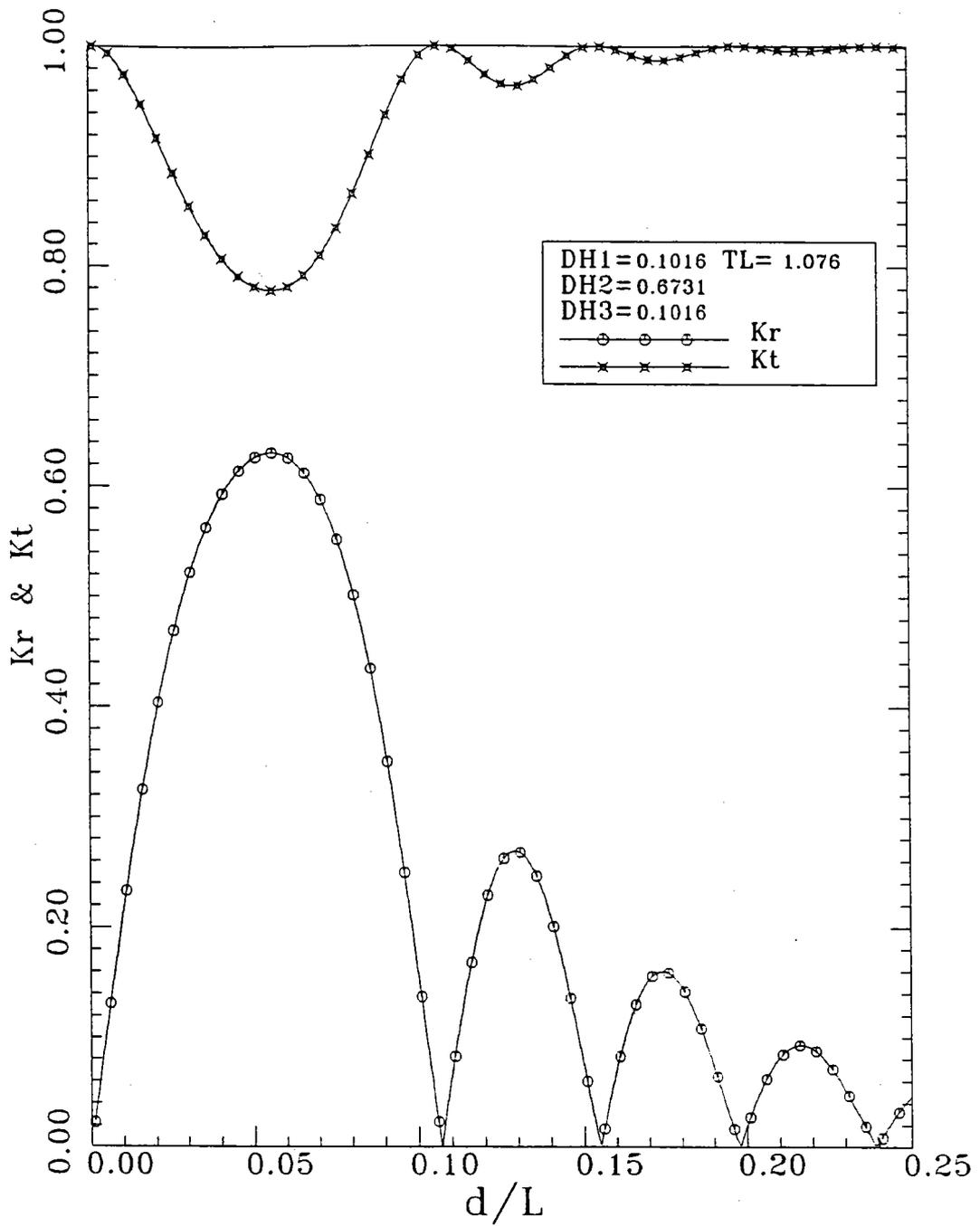


(b)

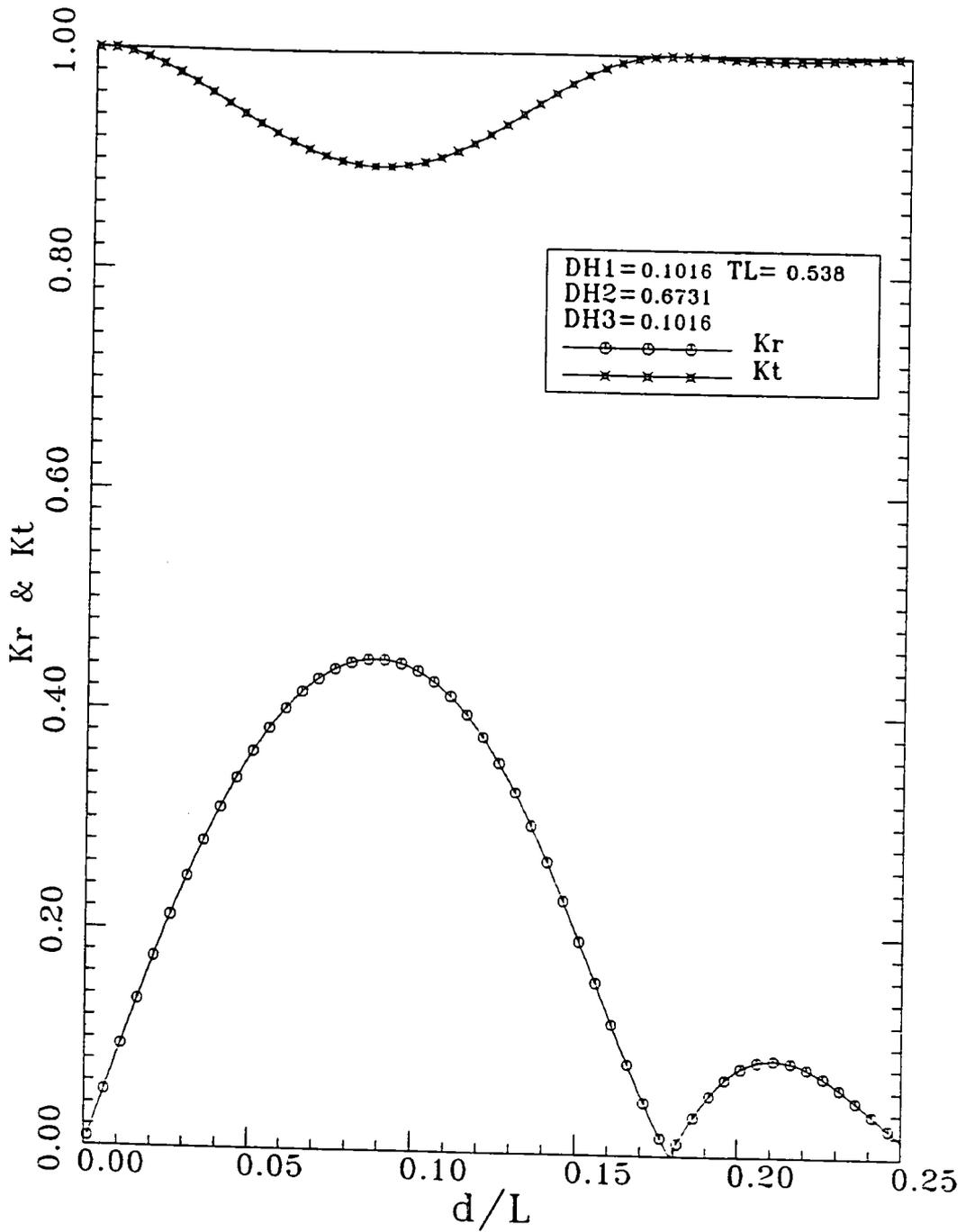
圖二 邊界元素及局部座標系統



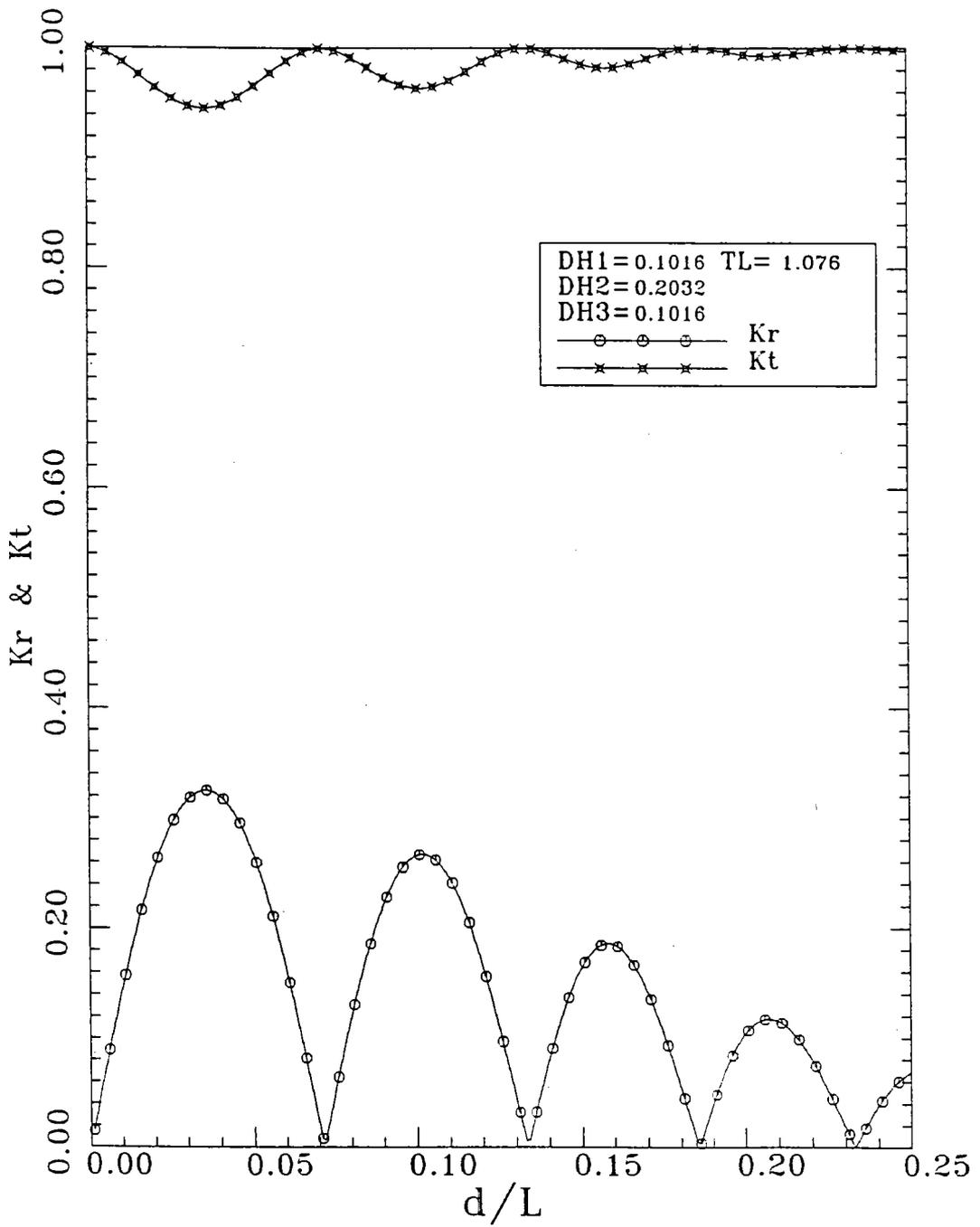
圖三 直立堤前非對稱溝渠系統邊界元素離散示意圖



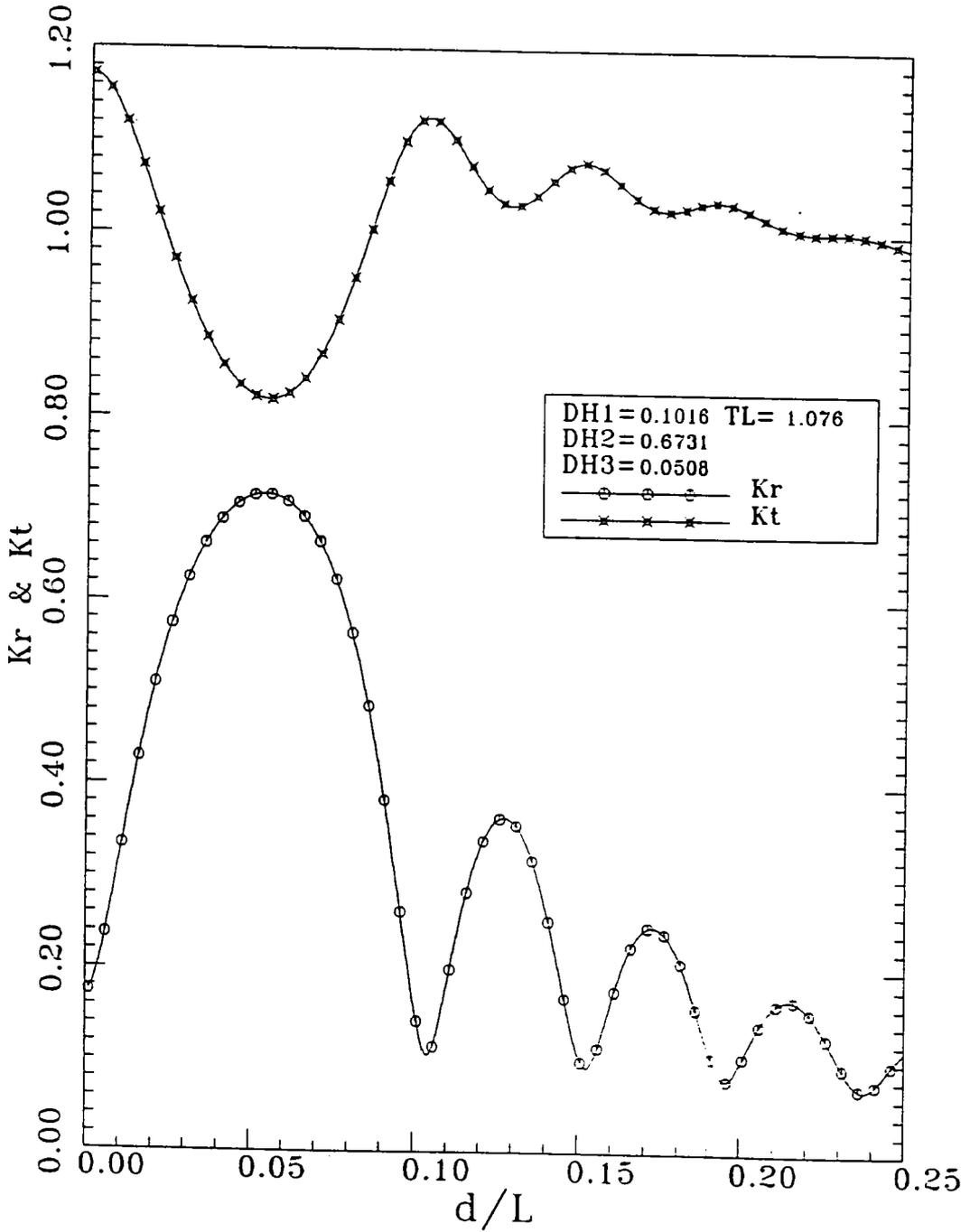
圖四 水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數， d/L 為入射區水深波長比(標準溝渠)



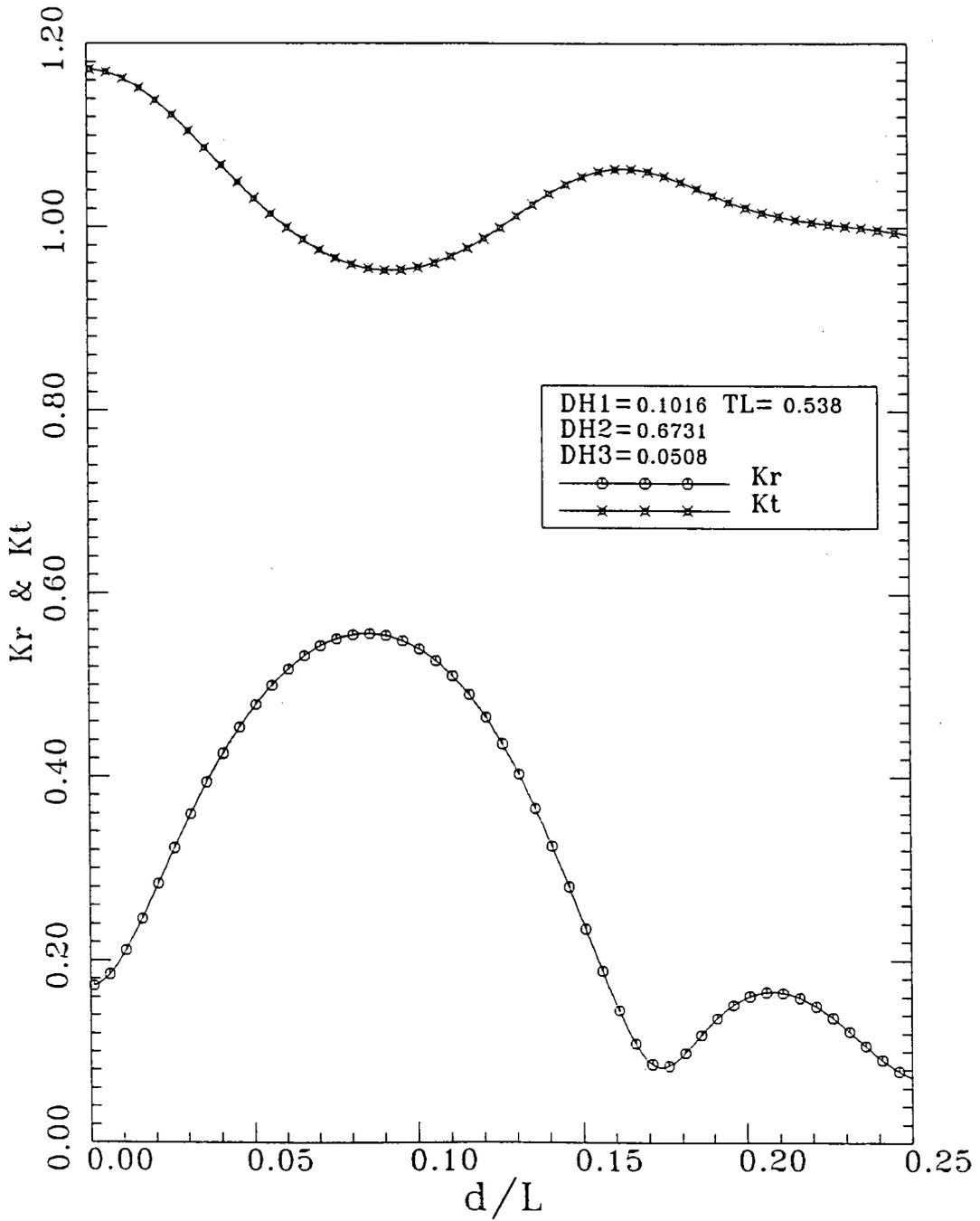
圖五 水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數， d/L 為入射區水深波長比(渠寬縮小)



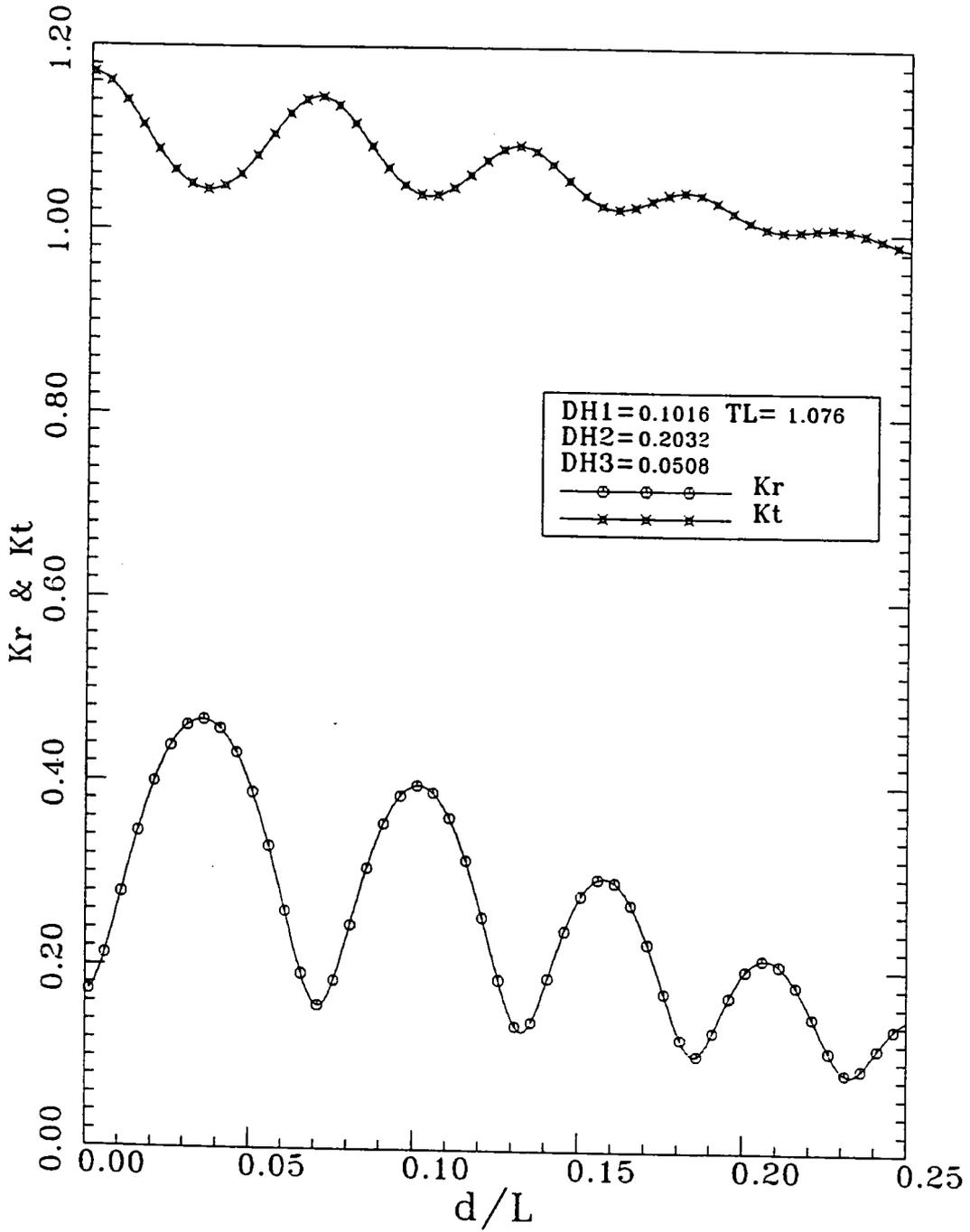
圖六 水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數， d/L 為入射區水深波長比(渠深淺化)



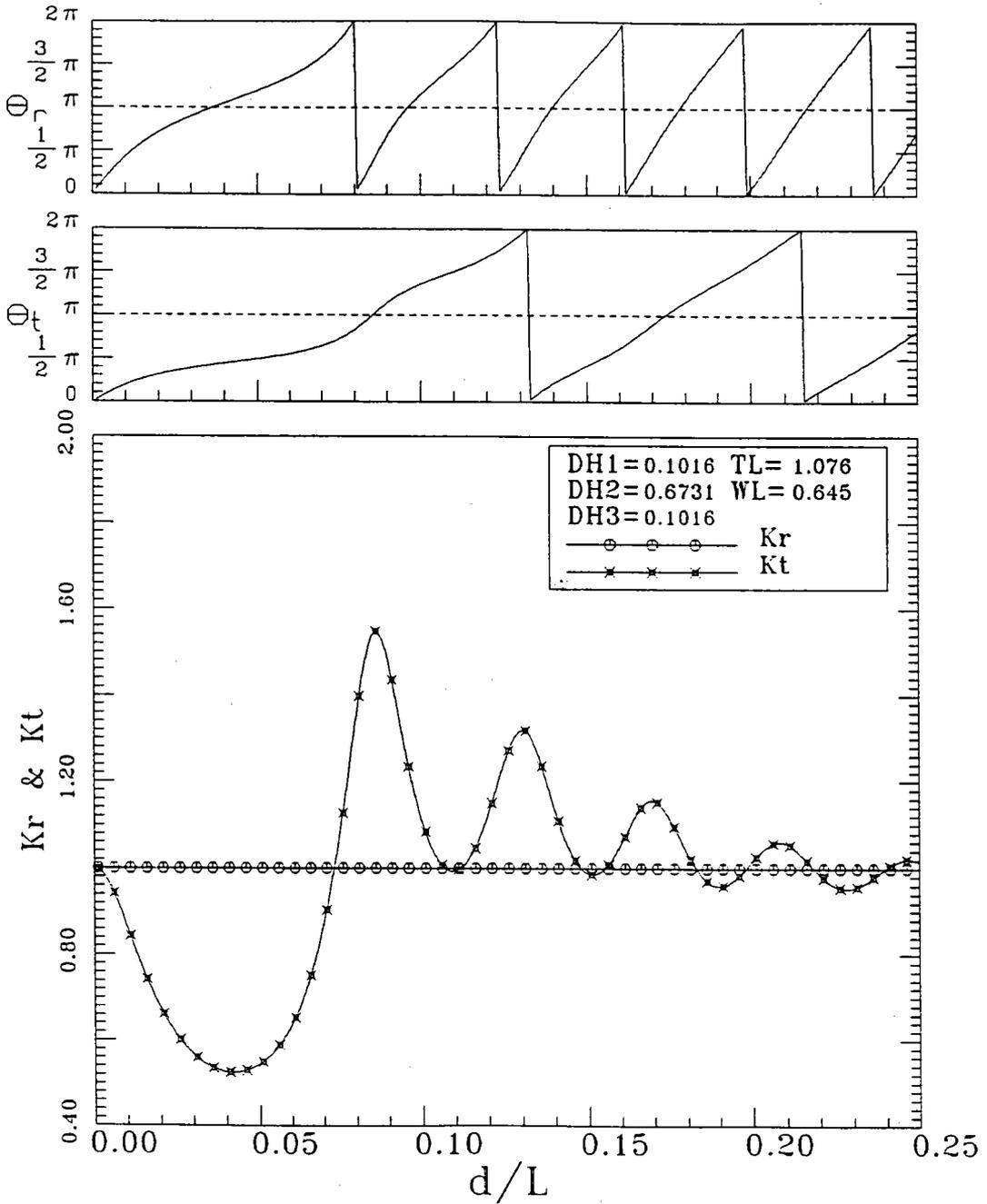
圖七 水深非對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數, d/L 為入射區水深波長比(渠後水深淺化)



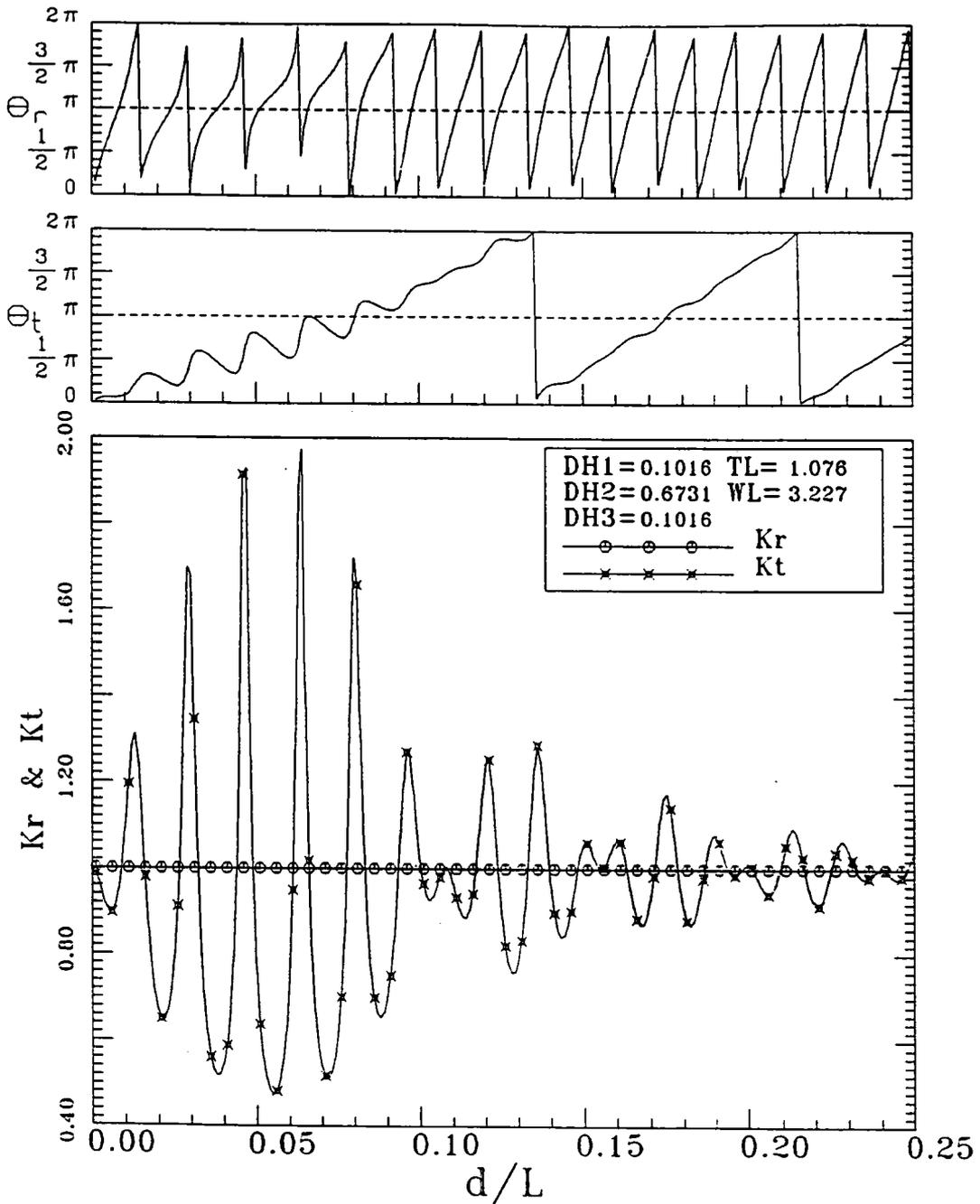
圖八 水深非對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數, d/L 為入射區水深波長比(渠後水深淺化,渠寬縮小)



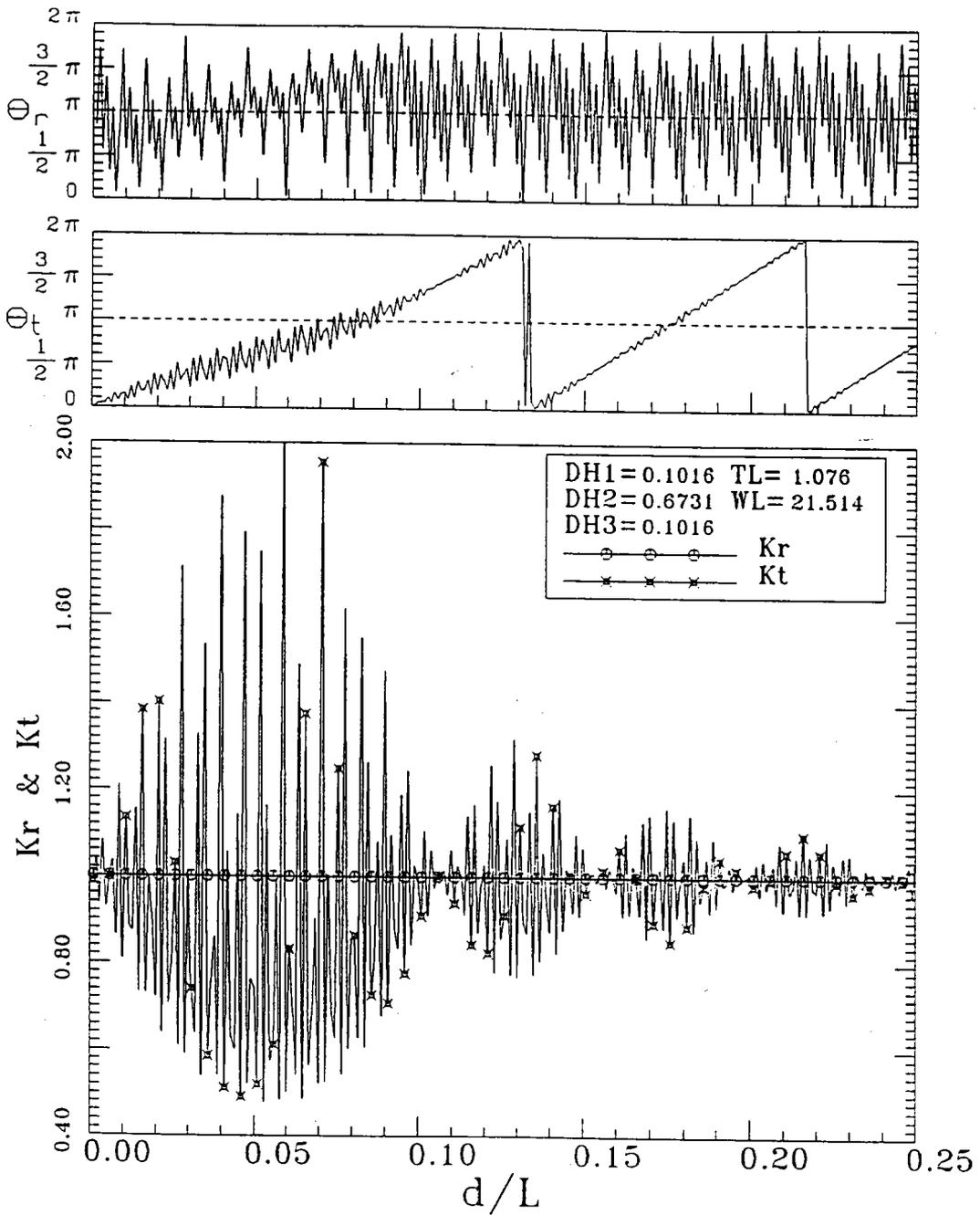
圖九 水深非對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數, d/L 為入射區水深波長比(渠及渠後水深淺化)



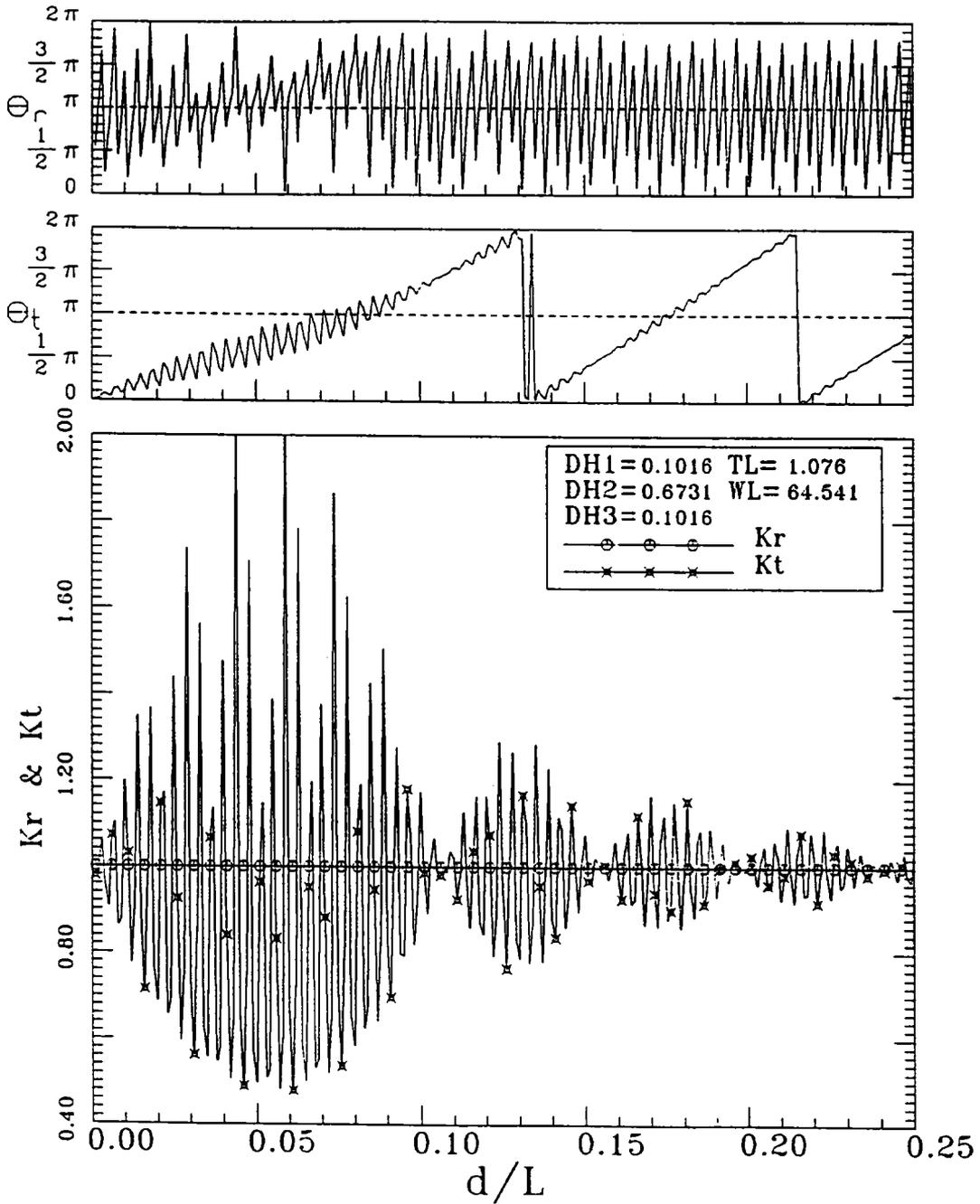
圖十 直立堤前水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(標準溝渠)



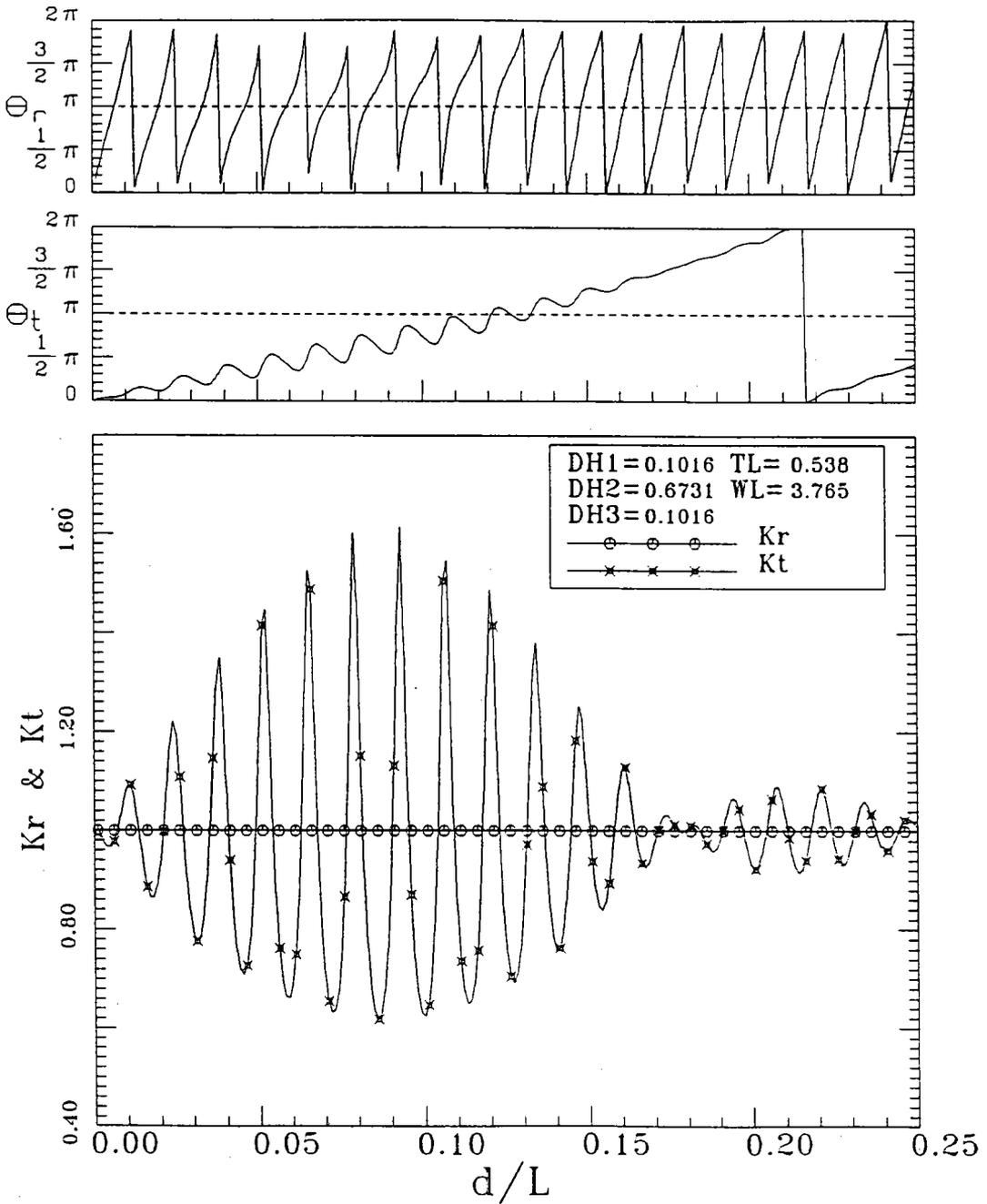
圖十一 直立堤前水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(直立堤遠離)



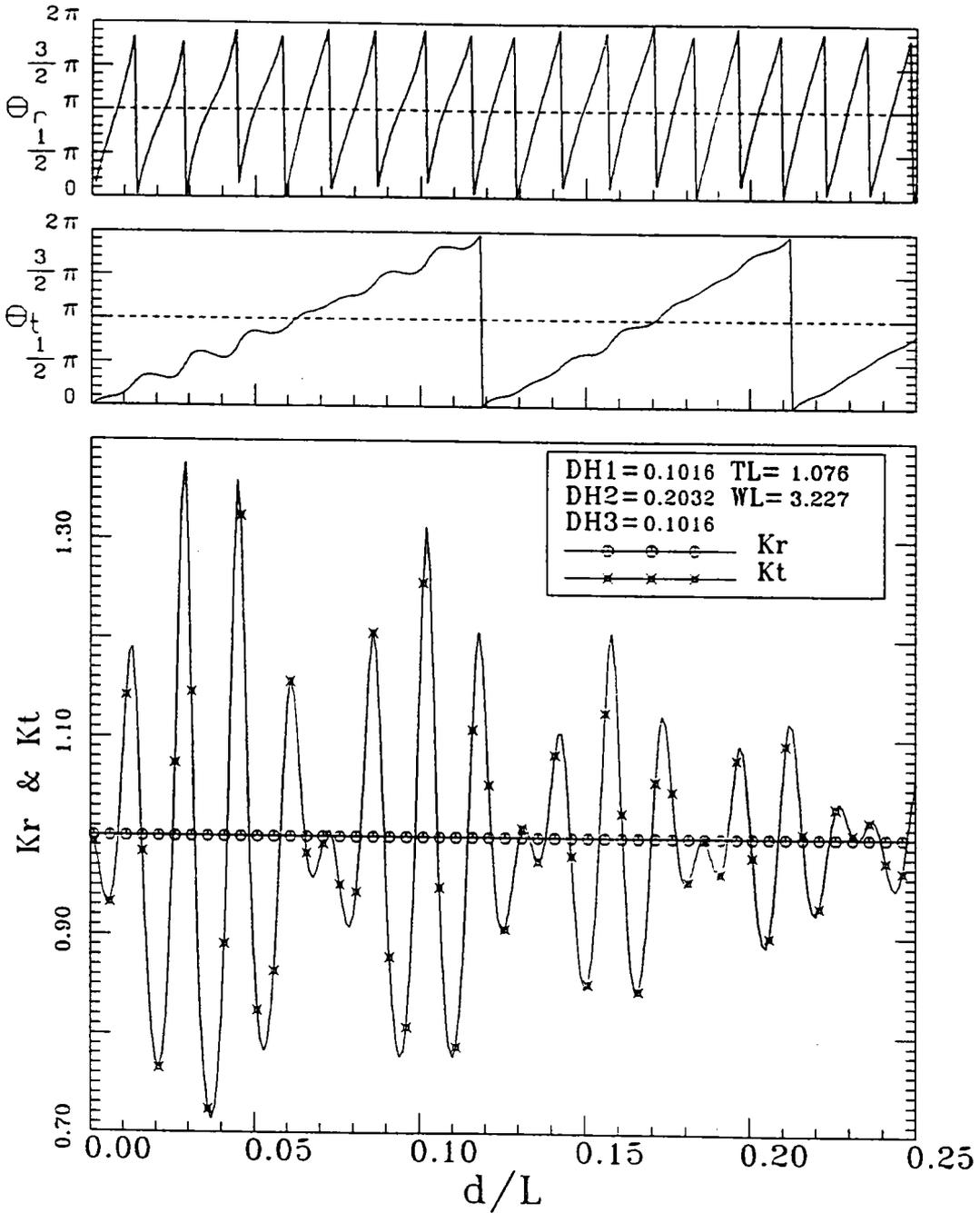
圖十二 直立堤前水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(直立堤甚遠離)



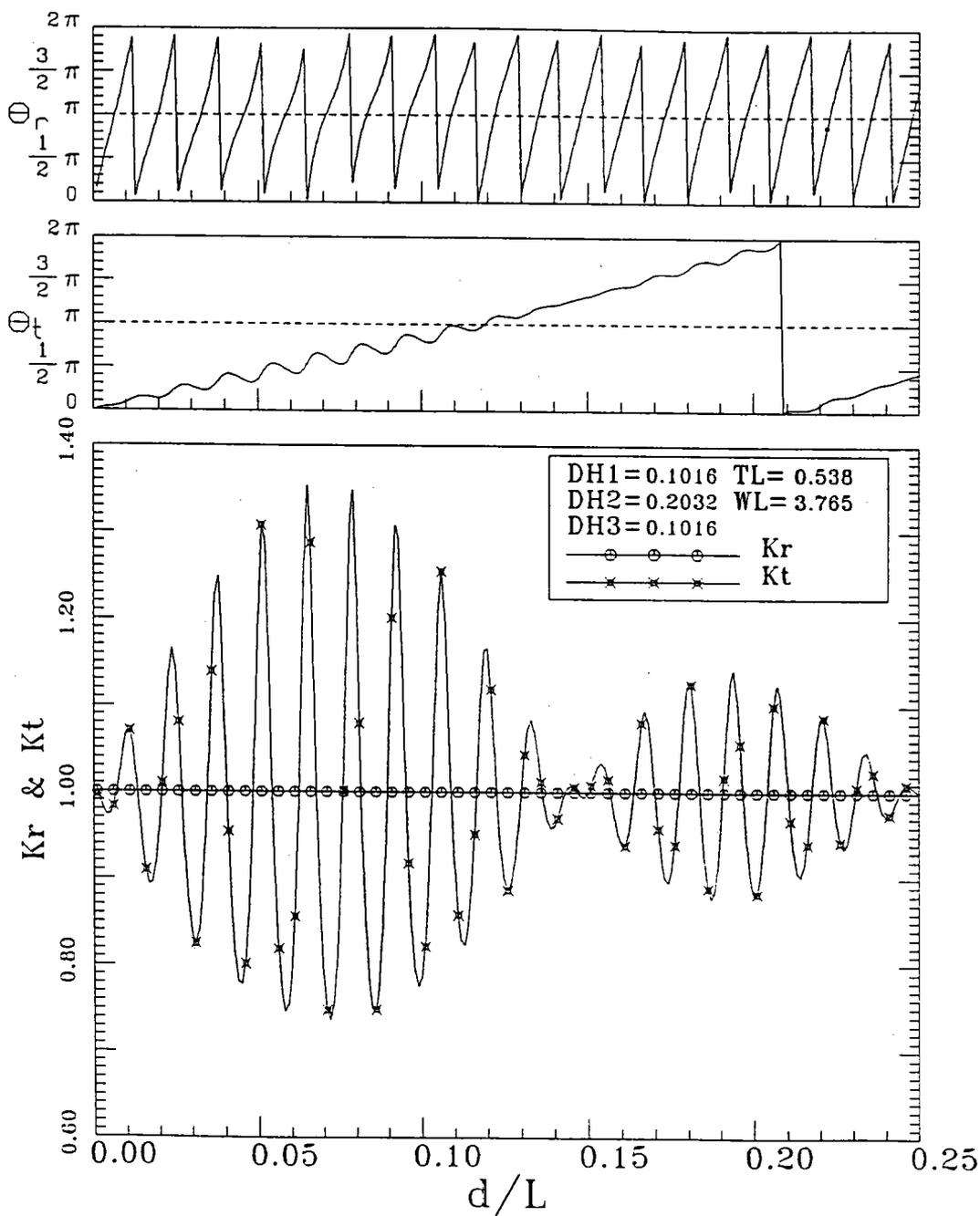
圖十三 直立堤前水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(直立堤最遠離)



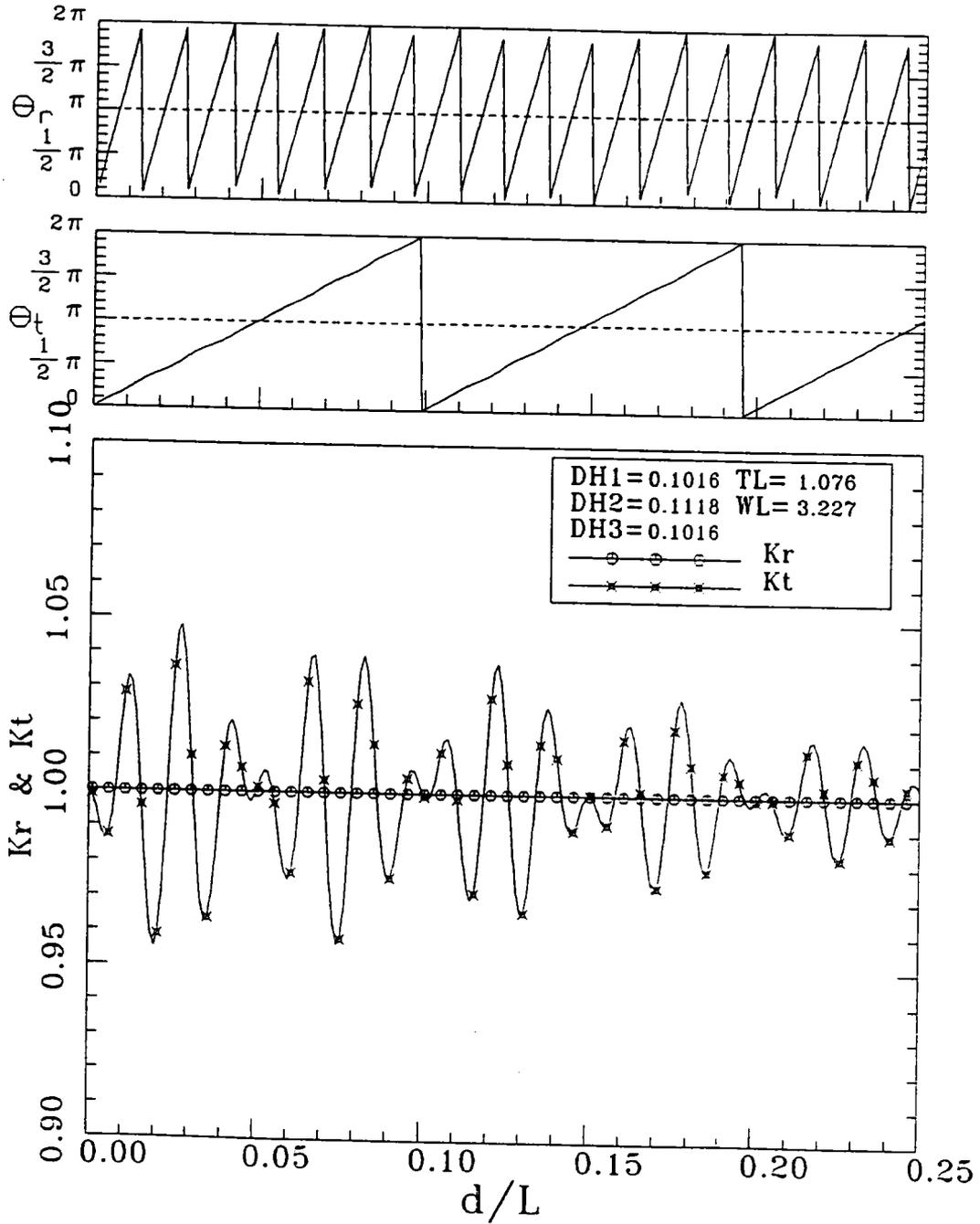
圖十四 直立堤前水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(渠寬縮小, 直立堤遠離)



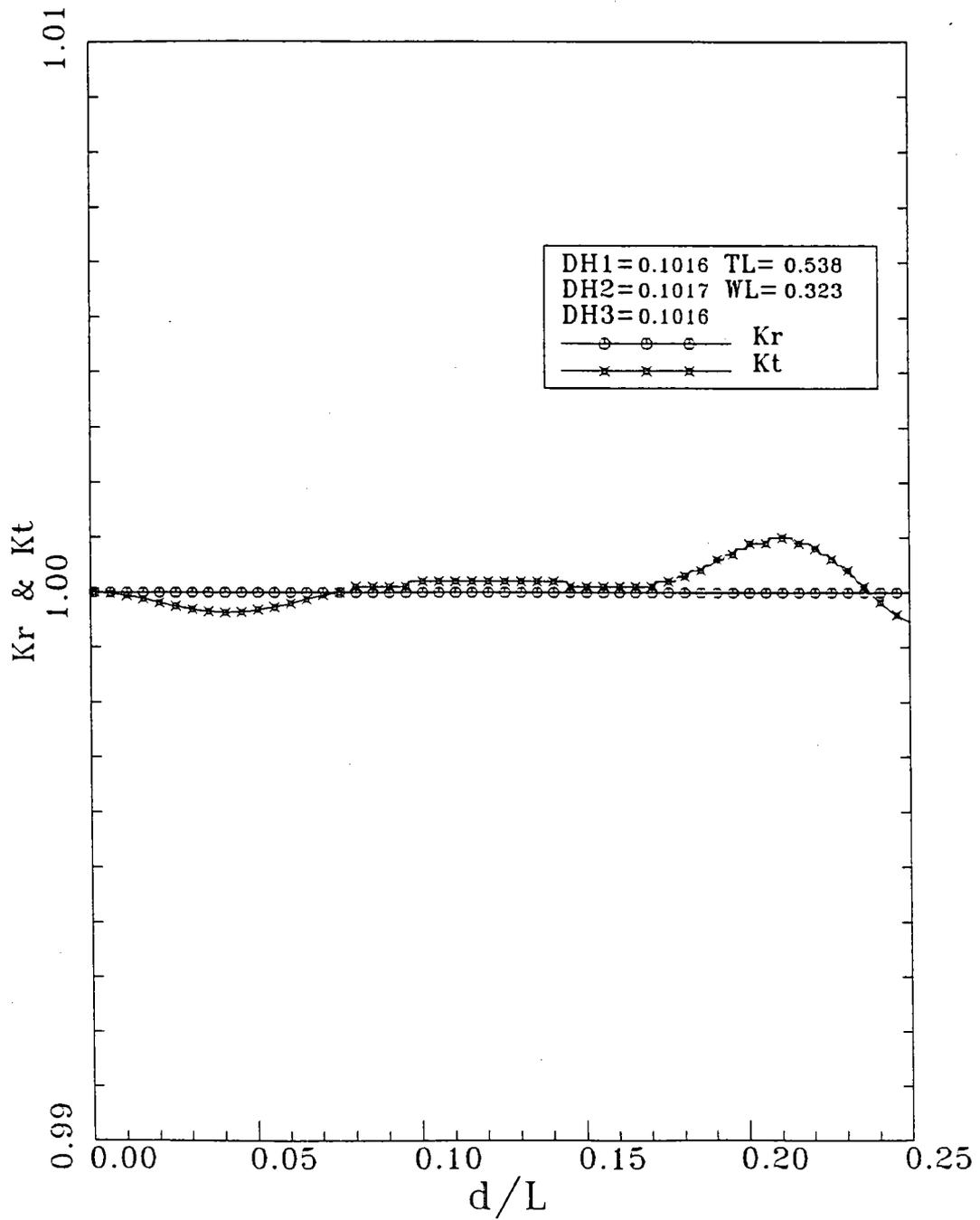
圖十五 直立堤前水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(渠深淺化, 直立堤遠離)



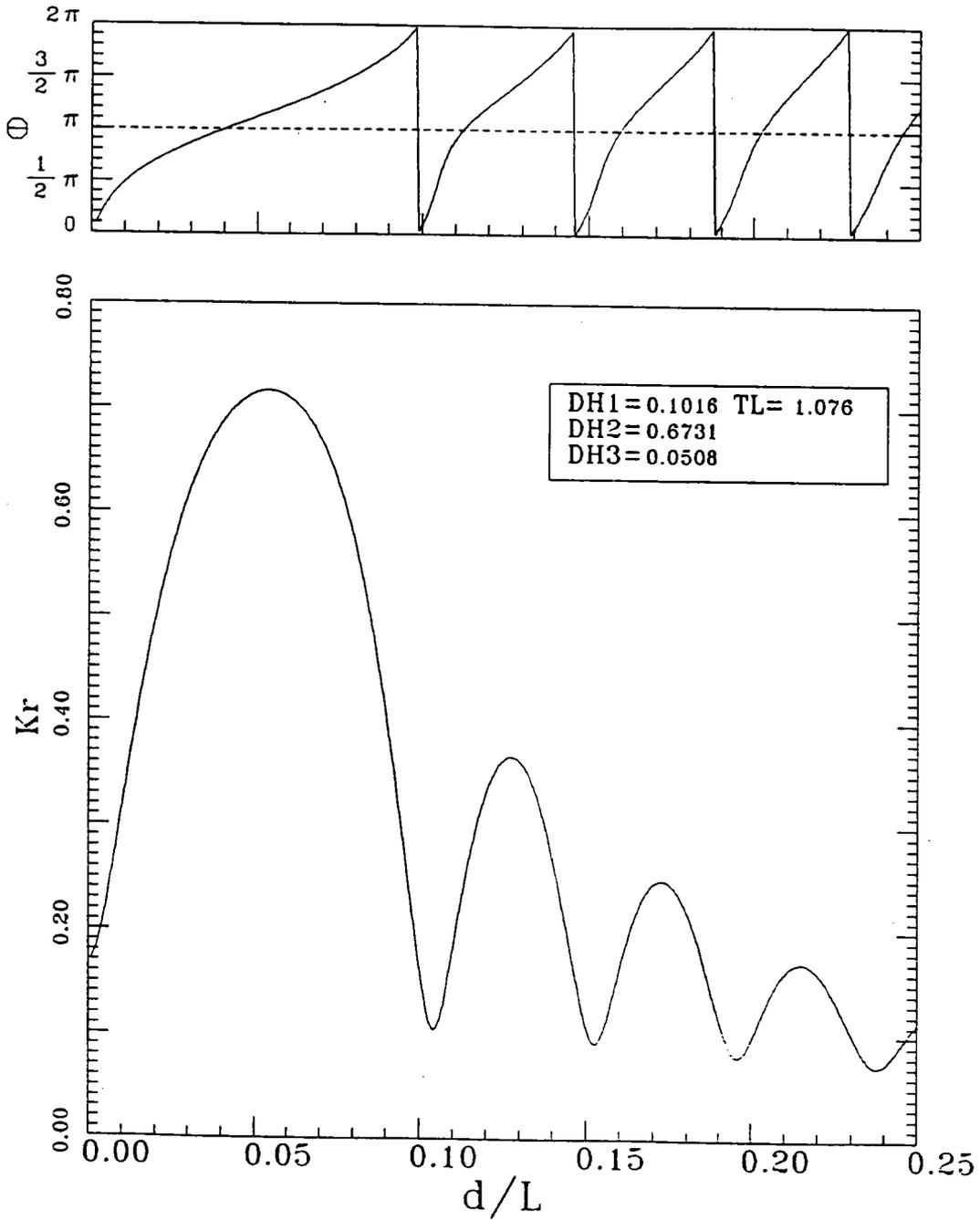
圖十六 直立堤前水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(渠深淺化,渠寬縮小,直立堤遠離)



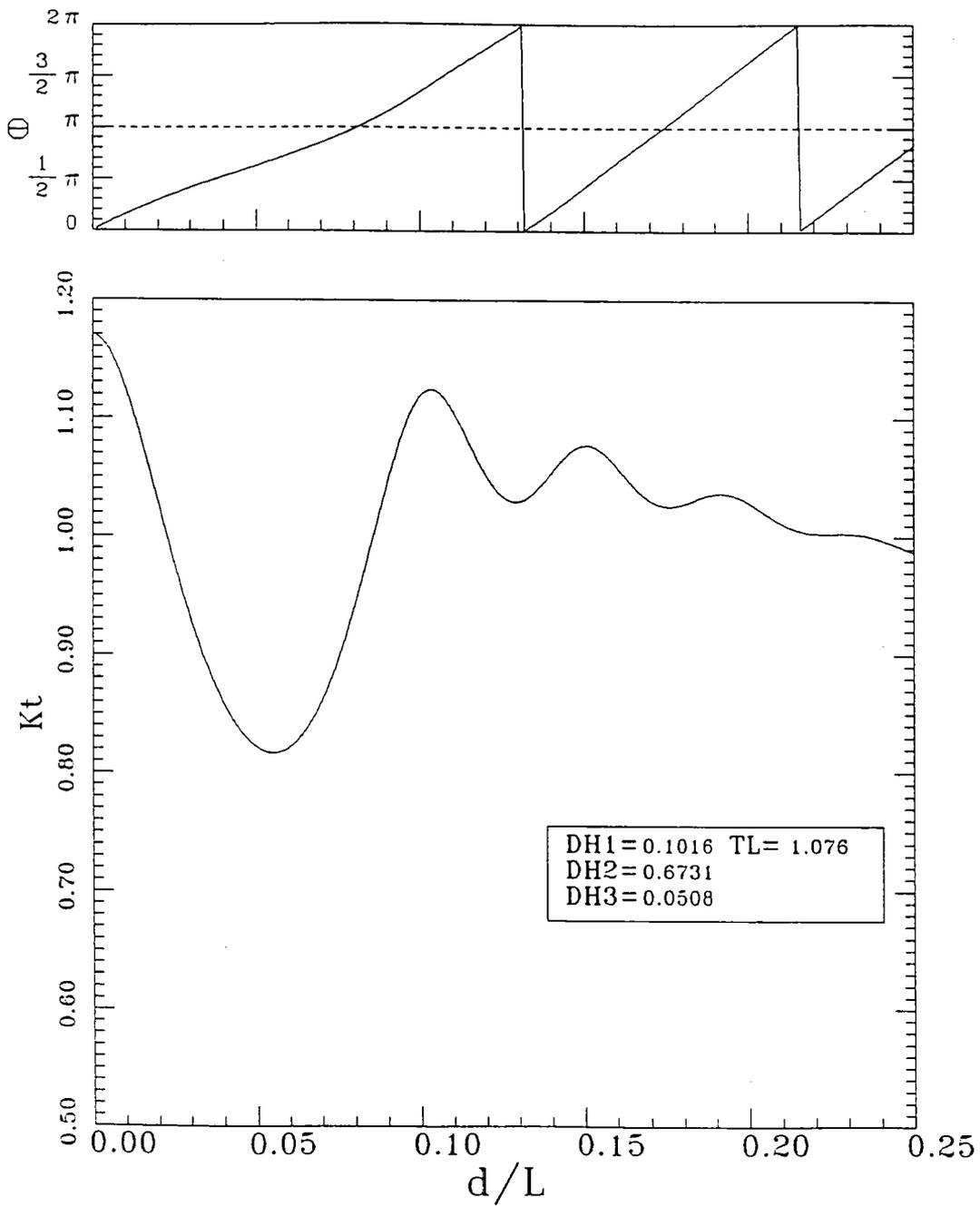
圖十七 直立堤前水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(渠深甚淺, 直立堤遠離)



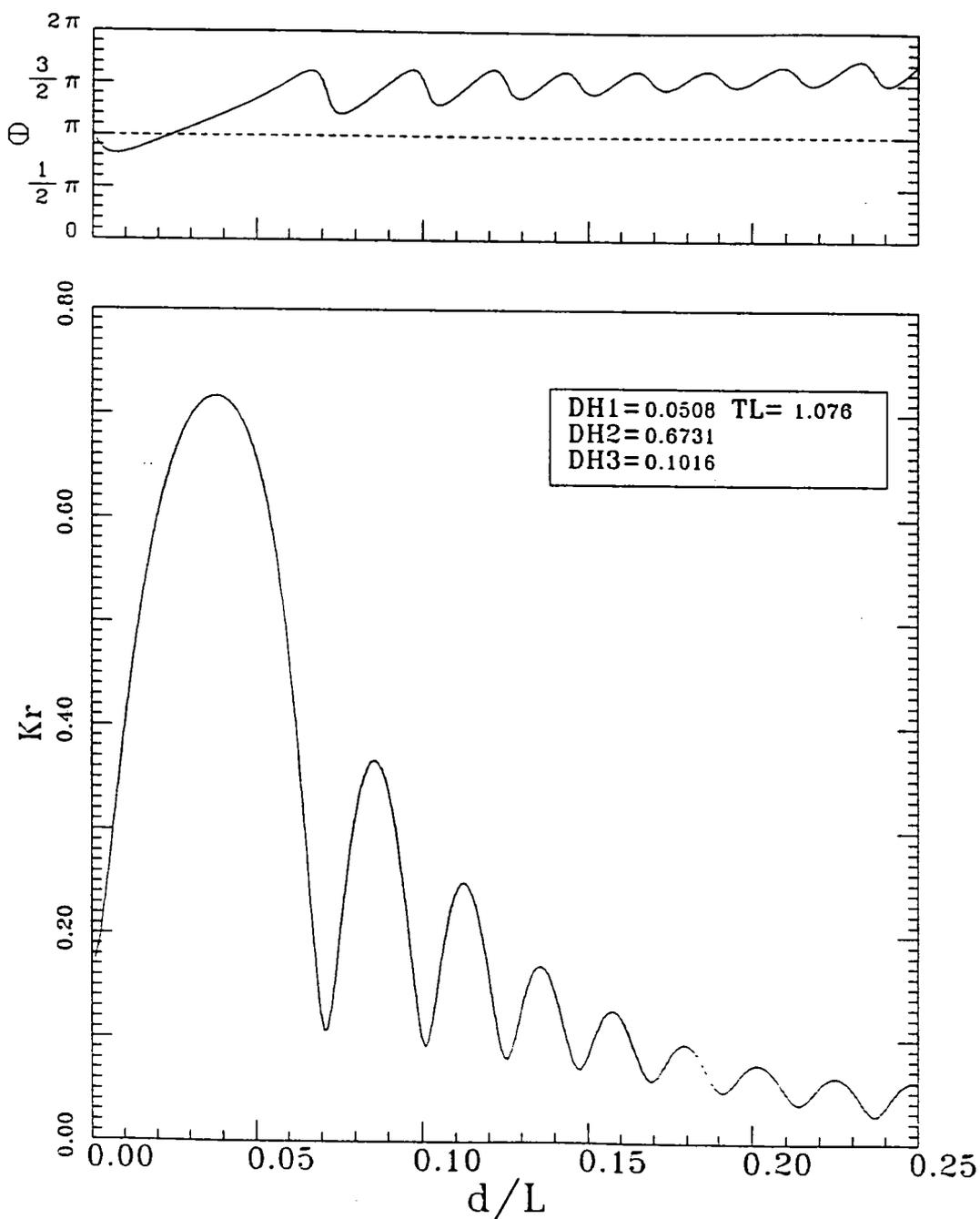
圖十八 直立堤前水深對稱溝渠上之波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數， d/L 為入射區水深波長比(渠深甚淺，直立堤甚近)



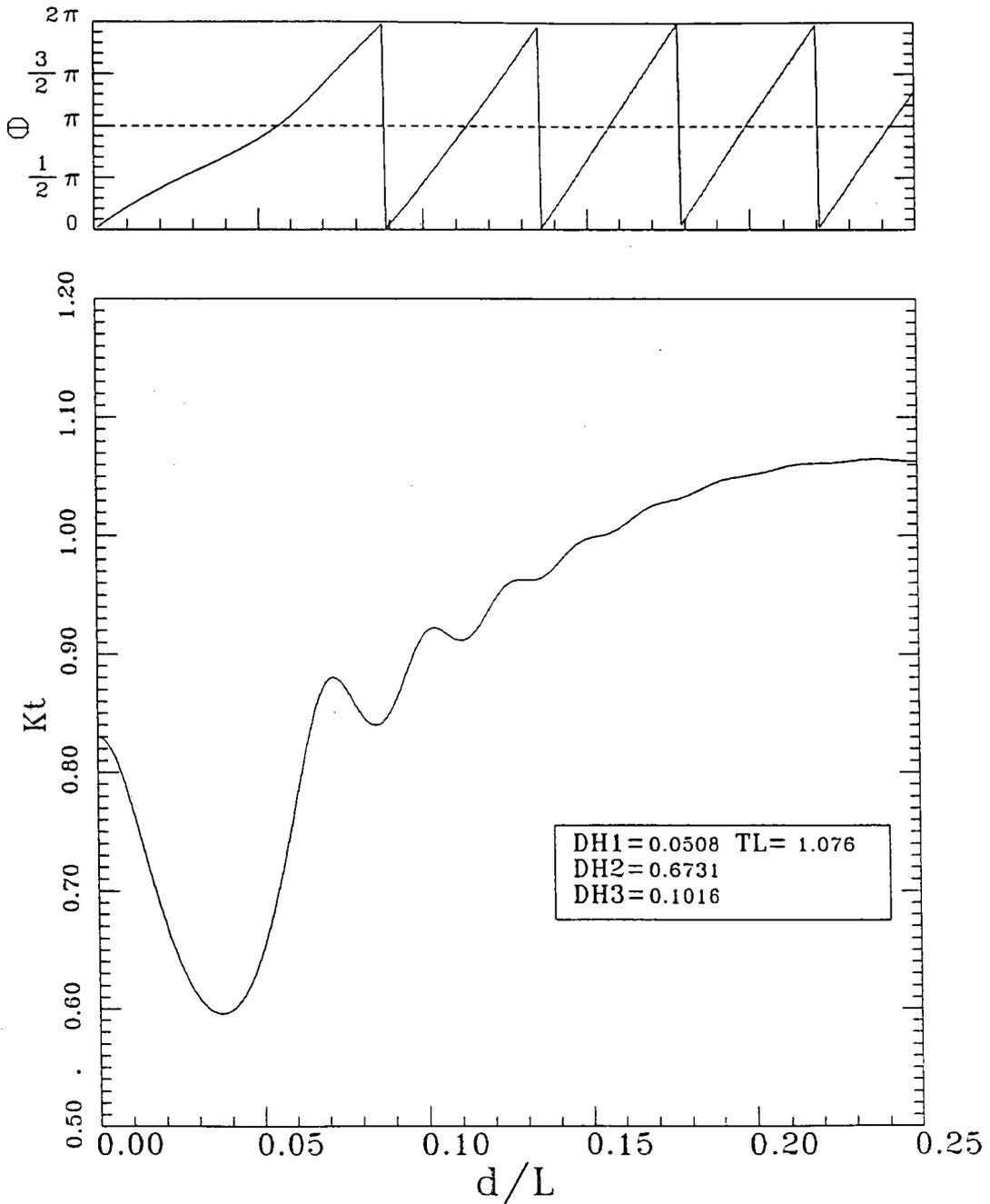
圖十九 水深非對稱溝渠上波浪反射係數(K_r)及相位變化, d/L 爲入射區水深波長比(溝渠前深後淺, 直立堤不存在)



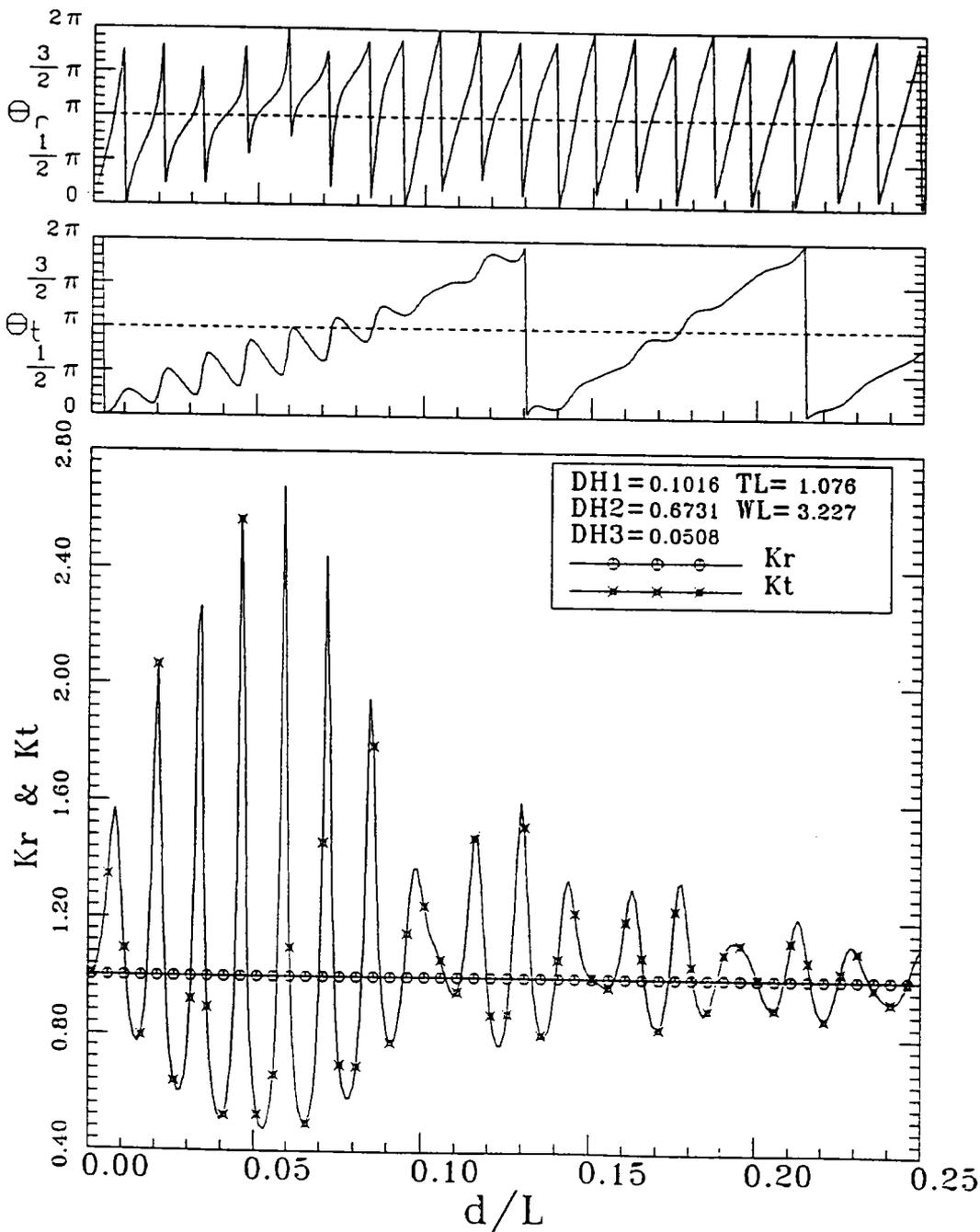
圖二十 水深非對稱溝渠上波浪透射係數(K_t)及其相位變化, d/L 為入射區水深波長比(溝渠前深後淺, 直立堤不存在)



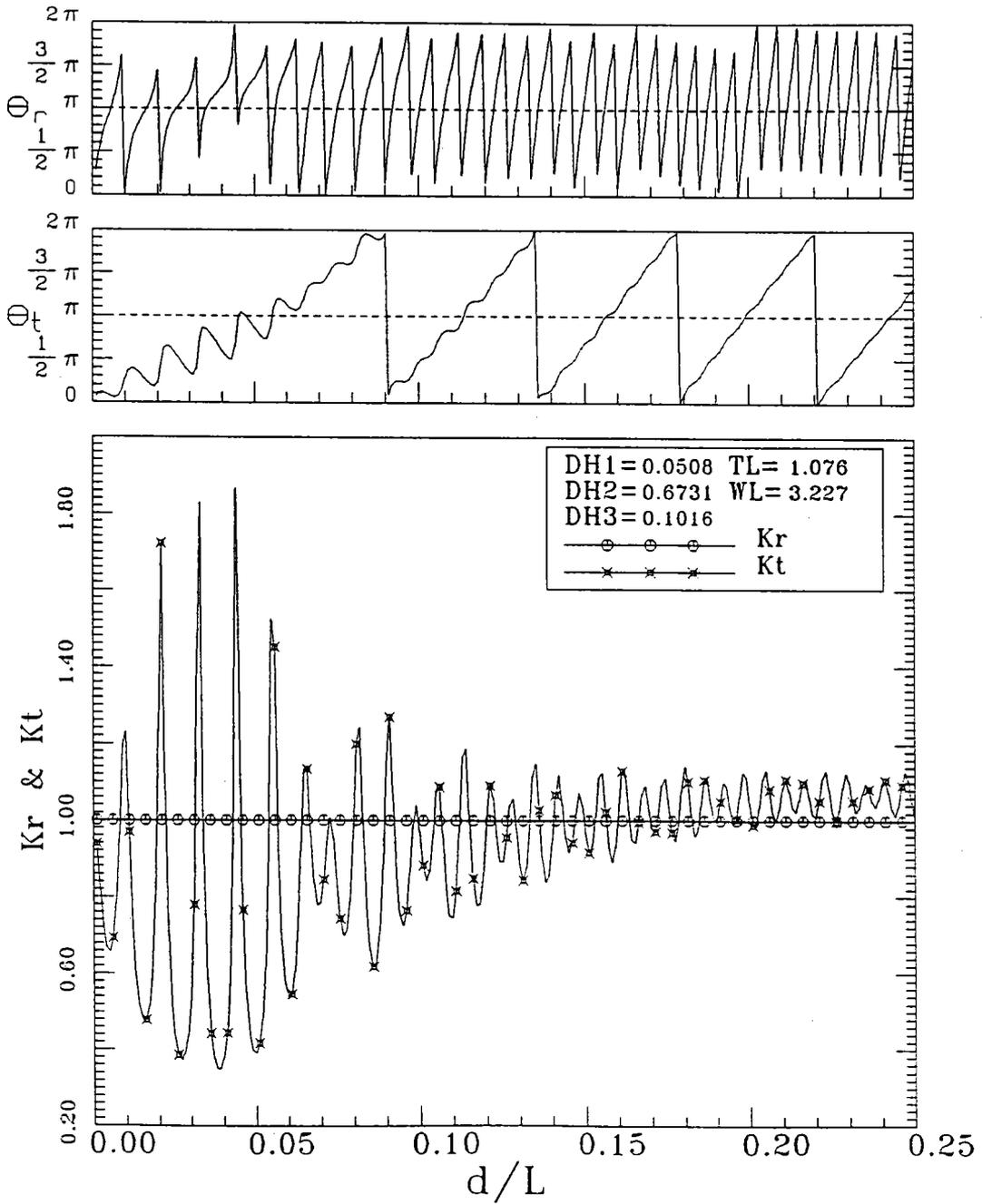
圖二十一 水深非對稱溝渠上波浪反射係數(K_r)及其相位變化, d/L 為入射區水深波長比(溝渠前淺後深, 直立堤不存在)



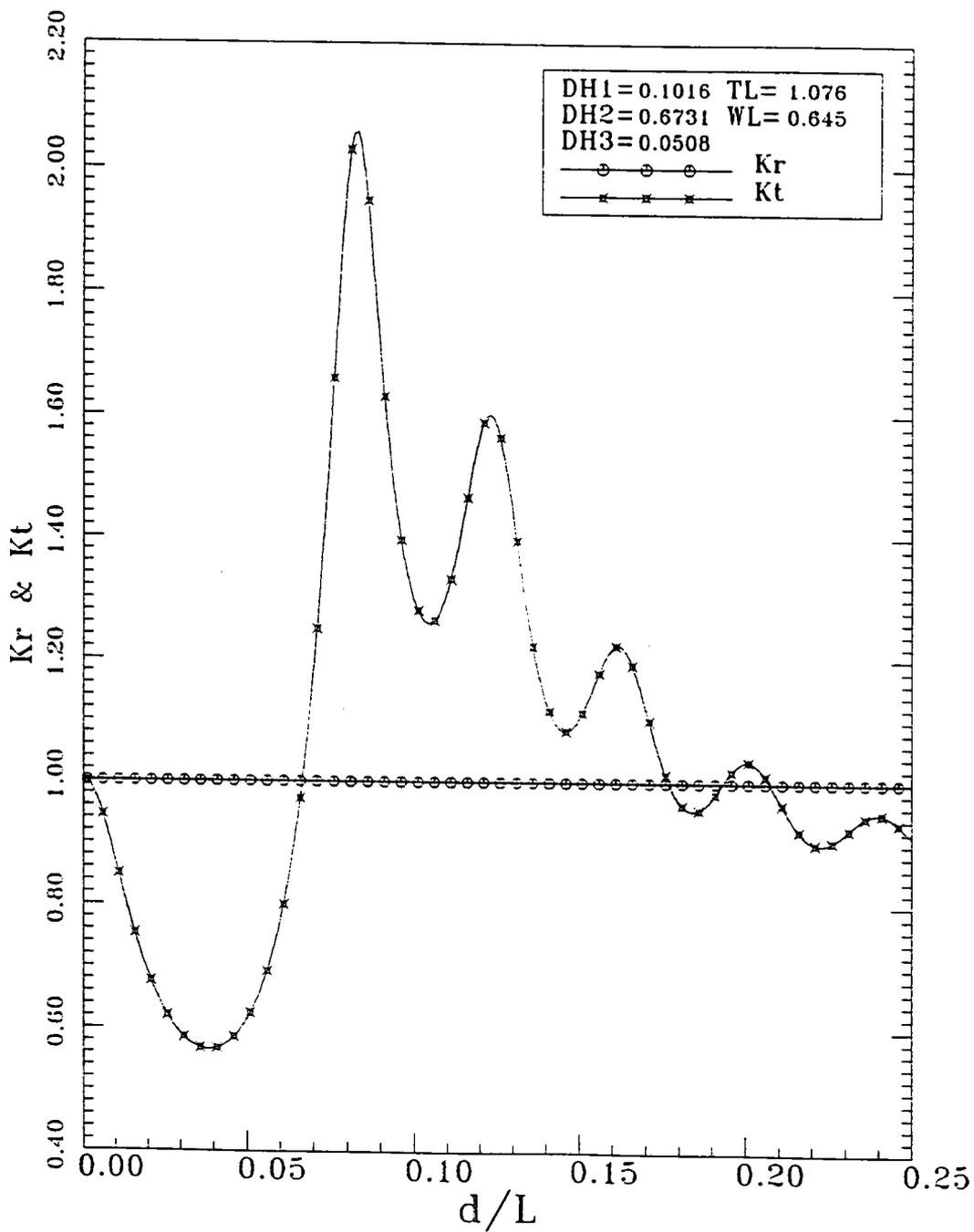
圖二十二 水深非對稱溝渠上波浪透射係數(K_t)及其相位變化, d/L 為入射區水深波長比(溝渠前淺後深,直立堤不存在)



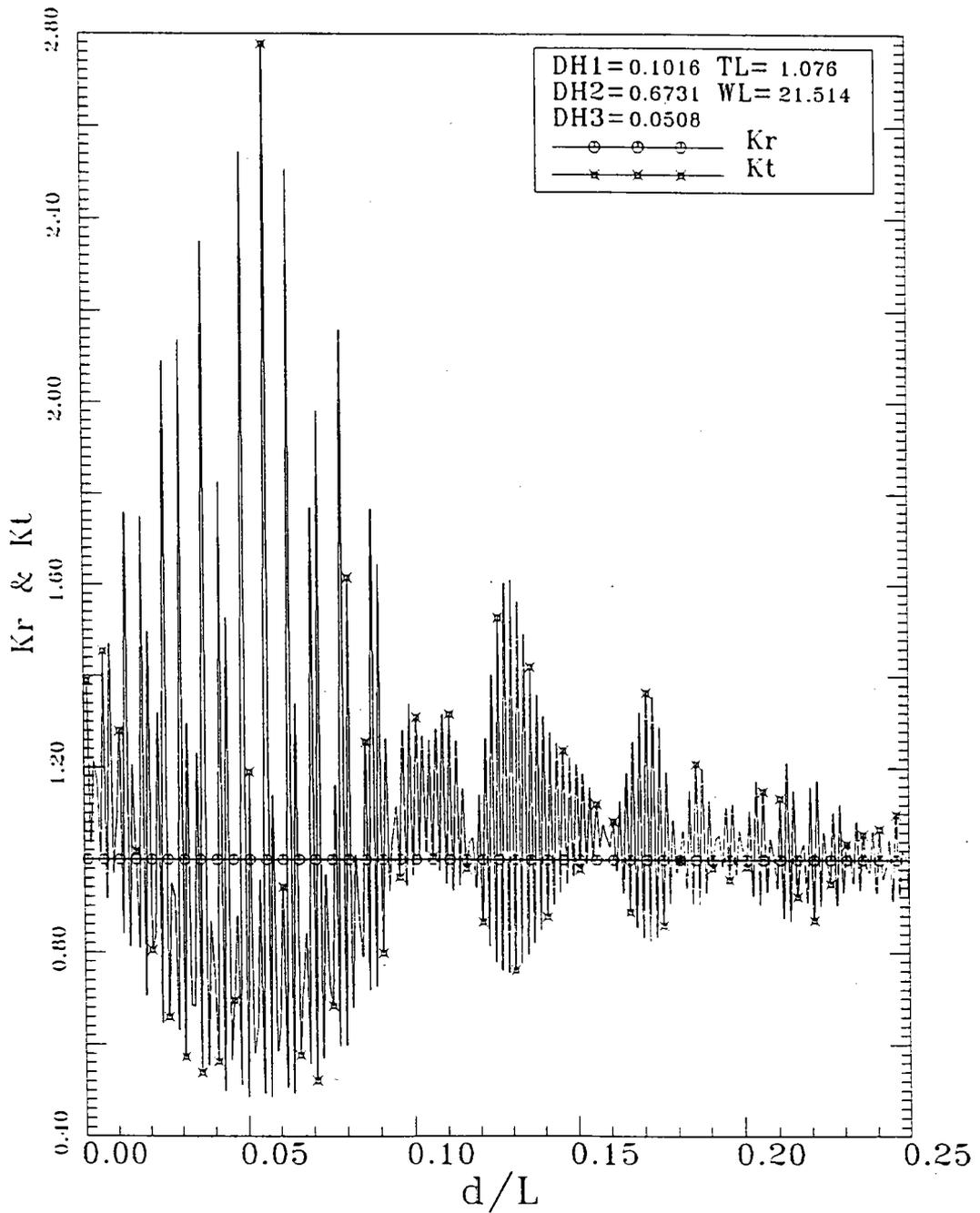
圖二十三 直立堤前水深非對稱溝渠上波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(溝渠前深後淺, 直立堤遠離)



圖二十四 直立堤前水深非對稱溝渠上波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數與相對應之相位變化, d/L 為入射區水深波長比(溝渠前淺後深, 直立堤遠離)



圖二十五 直立堤前水深非對稱溝渠上波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數, d/L 為入射區水深波長比(溝渠前深後淺,直立堤靠近)



圖二十六 直立堤前水深非對稱溝渠上波浪反射(K_r)及透射(K_t)係數， d/L 為入射區水深波長比(溝渠前深後淺，直立堤甚遠離)

不規則波浪模擬系統之研究

執行單位 : 數學模式組
計畫主持人 : 陳明宗 副研究員
參與人員 : 江中權 助理研究員
: 陳冠宇 助理研究員
: 陳毓清 行政助理

不規則波浪模擬系統之研究

陳 明 宗

摘 要

水工試驗是現場模擬的一種最佳表現方法，而試驗中最重要的就是須要一套正確的造波系統，以模擬各種試驗波浪。本研究乃利用現有之波浪資料及各有關之波浪波譜解析，推研波浪模擬之理論，建立製造波浪之電腦程式。並且加入群波理論，使各種波譜模式表現更完備。再配合電腦介面電路，依造電腦製造模式產生各種波浪資料，輸入造波系統，以模擬各種波浪，使試驗室能得到完美的現場再生。

爲了使波浪的模擬系統更便於操作和維護更新，另開發了一套通用型整合發展環境系統。從標題的顯示到畫面管理程式之設計，力求美觀和方便，再利用資料驅動技術，來結合下拉式和彈出式之功能表，使造波系統更完備，更具彈性化。

ABSTRACT

ABSTRACT

Hydraulic experiment is nowadays an appropriate method used to reproduce the phenomena of oceanic wave in the field. One set of accurate wave generating system to simulate the different kinds of wave conditions is the most important thing in an experiment processes. In this study, a wave synthesizer of software package for PC control of wave generating system has been developed. The wave synthesizer is a system of programs which allows for use of PCs for control of wavemaker and handling of data logging and of data analysis tasks required in hydraulic model tests.

The software package is opened through a state-of-the-art user interface based on pull-down windows, pop-up windows and menus, which guides the user swiftly through the system.

不規則波浪模擬系統之研究

目 錄

| | |
|--------------------|-----|
| 中文摘要..... | i |
| 英文摘要..... | ii |
| 目 錄..... | iii |
| 表目錄..... | iv |
| 圖目錄..... | v |
| 符號說明..... | vi |
| 第一章 前言..... | 1 |
| 第二章 整合發展環境系統..... | 3 |
| §2-1 標題設計..... | 3 |
| §2-2 畫面管理設計..... | 5 |
| §2-3 功能表設計..... | 9 |
| 第三章 基本理論與設計..... | 15 |
| §3-1 造波機基本理論..... | 15 |
| §3-2 波高訊號轉換函數..... | 17 |
| §3-3 硬體介面..... | 18 |
| §3-4 信號平滑化設計..... | 19 |
| §3-5 造波板緩衝設計..... | 21 |
| 第四章 波譜模擬研究..... | 22 |
| §4-1 不規則波模擬..... | 22 |
| §4-2 常用波譜..... | 23 |
| §4-3 通用型標準模式..... | 24 |
| §4-4 群 波..... | 26 |
| 第五章 結論與建議..... | 31 |
| 參考文獻..... | 33 |

表 目 錄

| | | |
|-------|--------------------|----|
| 表 3-1 | 8253 的 I/O 位址..... | 19 |
| 表 3-2 | 正弦波資料及相隔角度差表..... | 20 |
| 表 4-1 | 各測站標準波譜形狀參數表..... | 26 |

圖 目 錄

| | | |
|-------|-------------------|----|
| 圖 2-1 | 畫面管理程式流程圖..... | 6 |
| 圖 2-2 | 螢幕主畫面..... | 8 |
| 圖 2-3 | 實際操作畫面..... | 8 |
| 圖 2-4 | 彈出型功能表設計流程圖..... | 11 |
| 圖 2-5 | F 拉式..... | 13 |
| 圖 3-1 | 造波機理論示意圖..... | 16 |
| 圖 3-2 | 理論波高 / 衝程值..... | 16 |
| 圖 4-1 | 區域性標準波譜分析流程圖..... | 27 |
| 圖 4-2 | 群波製作流程圖..... | 28 |

符號說明

| | |
|--------------|--------------------|
| A_n | 常數數列 |
| Amp_s | 訊號振幅譜 |
| Amp_t | 目標波浪振幅譜 |
| a_n | 常數數列 |
| E | SIWEH 平均值 |
| $E()$ | 平滑化瞬時波能歷程, SIWEH |
| $E[]$ | 期望值運算子 |
| $F()$ | 相位修正函數 |
| $F[]$ | 傅立葉轉換 |
| f | 頻率 |
| f_p | 波譜主頻率 |
| $G_{ain}()$ | 波高訊號轉換函數 |
| GF | 群波因子 |
| g | 重力加速度 |
| H | 波高 |
| $H_{1/3}$ | 示性波高 |
| h | 水深 |
| k | 週波數 |
| L | 波長 |
| m | 波譜形狀參數(P-M 波譜) |
| m_o | 波浪之總能量 |
| $S()$ | 能譜密度函數 |
| $R()$ | 自相關函數 |
| T | 波浪週期 |
| $T_{1/3}$ | 示性週期 |
| $X()$ | 相位修正正弦曲線函數 |
| z | 波譜正規化係數 |
| α | 係數 |
| γ | 波譜形狀參數(JONSWAP 波譜) |
| $\eta()$ | 水位變動值 |

符號說明

| | |
|-------------|------------------|
| σ | 待定係數(JONSWAP 波譜) |
| ϕ_n | 相位角 |
| $\phi()$ | 能量頻譜密度函數 |
| τ | 延時 |
| $\theta()$ | 頻率變化函數 |
| Γ | Gamma 函數 |

第一章 前言

老掉牙的話：「工欲善其事，必先利其器。」 Garbage In Garbage Out (GIGO), 什麼東西進去, 就會產生什麼東西出來。就水工試驗上來說, 首重能製造現場模擬, 而一套能模擬各種試驗波浪之造波系統更是模擬現場的最佳工具。

在自製第一套不規則造波機時, 曾經碰到許多問題和瓶頸, 但經突破或改良後, 發現其實造波系統的硬體架構, 並不困難。基本上一套不規則造波系統可分成(一)油壓動力系統(二)驅動系統(三)迴饋放大控制系統(四)波浪模擬系統; 更高級的還有消波、吸波系統, 但因其牽涉到的問題較深入, 在此不予討論。至於前述系統中, 前三項子系統屬於電機及油壓機械範疇, 只要詳細並確實的依照各種結構原理, 再加上適當的迴饋控制, 要製造一套依信號源之控制來正確動作的機械或油壓驅動器, 已不是一件困難之事了。作者在前些年也已成功的將其完成, 在實際運轉過程中, 除了一些技術性問題, 如焊接管路、散熱、驅動板設計、製造等「生手」問題外, 在結構、整合、性能上幾乎都已不輸給進口造波機。

至於(四)波浪模擬系統, 也即信號驅動源部份要獲得各種波譜或不同型態之波浪信號源, 雖然說就理論或模式上來看已算是很完備了, 但要完完整整的把它規劃出來, 做成標準的造波機控制系統並不多見。因此, 就利用本研究來將它較完整的研製。

由於一套系統的開發, 相關的因素甚多, 包括其系統更新, 加入新的單元控制; 或是修改、增刪, 隨著其使用的成熟度, 彈性發展環境就顯得相當重要。所以第二章中特別完成通用型的整合發展環境系統, 讓本研究系統之使用者有較佳彈性的介面, 可以很容易的進入或發展本系統。

在第三章基本理論與設計中, 首先探討造波機的基本理論與波高和訊號的轉換函數。接著依據數位/類比轉換介面特性, 利用多功能實驗卡, 製作出可設定任何頻率輸出之控制介面。將依各種波譜模式產生之數位資料, 轉變成直流的控制電壓信號源來驅動伺服閥。當然, 將數位信號平滑化的設計及造波板緩衝設計等基本功能亦在考慮之中。

第四章中特別將一些常用的波譜模式整理出來, 如 JONSWAP、P-M 波譜

,製作成相關的控制模式。並依據簡(7)之相關研究,開發幾種標準波譜,依各測站之相關參數,可獲得各測站之區域性標準波譜模式。接著探討不規則波模擬理論與群波原理,發展模擬群波程式;利用它來產生符合設定群波因子及波譜能量之模擬波浪序列。

第五章將本文內所做的各種設計及系統做概要的討論與建議。

第二章 整合發展環境系統

傳統軟體系統功能設計，就是將所有的功能項目顯現於螢幕上，以提供使用者操作的一個簡單而明瞭之環境。而此種介面設計方式，大部份都為專用設計，沒有考慮到通用性，因此事實上都潛在著一個影響到以後維護工作的問題。一般而言，傳統程式設計中，維護過程太過沒效率，主要因素便是每一個功能（包括主功能和子功能）之工作項目和選單的順序依存性太高。只要在程式設計時，考慮到降低其依存性，則設計或修改功能環境將是件極輕鬆之工作。

依照此種概念，開始進行整個整合發展環境系統，Integrated Development Environment (IDE) 之設計。不過在設計之初，首先碰到的問題就是要將此系統設計成視窗(Window)環境或是標準DOS之系統環境，而此兩者之選定的確有魚與熊掌不可兼得之憾。在視窗環境下，有非常多功能強大的軟體工具或發展套件來配合，對畫面設計，美觀上的追求都是相當的有效率。但是由於本套系統設計，主要是架構在即時驅動之要求，往後還考慮到連資料擷取系統一併進行；因此，為了免除視窗系統介面之互動性影響，似乎DOS環境較單純，是即時控制系統的較佳選擇。當然，DOS環境下之系統開發完成後，若能將時序控制(Timing Control)之問題解決，要將它轉成視窗環境之架構，應該也不是件困難之事。

接下來，依序討論此IDE系統之各分項設計。

§2-1 標題設計

執行一個程式，首先展現在眼前的就是標題(Title)，搶眼的標題設計，的確會帶給人們視野上的震撼。基本上可將其歸類成三種設計型態。

- (一) 動態表現型：以動畫型態來表現標題，讓螢幕上出現幾秒鐘美觀的動態畫面。由於近年來動畫套裝軟體發展的相當快速，此種功能設計已可說是輕而易舉。在視窗環境下，例如Power Point, Authorware等簡報或是多媒體軟體。都是非常好的設計工具。只要設計好美觀的背景畫面和物件，再定義各個物件、畫面的移動模式，表現方式，則一個動態標題畫面就可展現出來。至於DOS環境下，3D Studio或2D動畫都是很好的工具軟體，其基本設計流程和視窗環境類似，差別只在於其工作環境不一樣罷了。此種標

題表現是最具有可看性的,若要設計一套商業化的軟體,最先考慮的應該是此種設計法,只是在美工設計上必須要下點工夫,才能獲得美觀的標題畫面來展現其可看性。

- (二) 靜態畫面型:比較常見的標題設計大概都屬此種類型,利用掃描進來的圖案,自行繪製的圖畫,和利用各種按鍵符號、字元來組合成一圖案做為標題。可以使用的軟體工具也是蠻多的。例如各種掃描處理軟體(Photostyler, Photo Shop),畫面擷取軟體(Image pal, 抓圖大師)...等。設計完成圖案後,再利用各種工具或軟體語言將它展現在螢幕上,出現幾秒鐘後,再進行下一個步驟。
- (三) 文字標題畫面:前述兩種表現法,會有較美的畫面。不過,若不是要公開展示,較具商業性;或是須要較突出,突顯其特性的話,基本的文字畫面標題已能滿足標準的顯示作用。由於倚天中文提供了相當多的字體,如明體、隸書、楷書等,又提供了相當多的字型控制功能,因此字形變化相當的多元化。吾人更可以配合AND, OR, XOR等邏輯控制功能,進一步的產生漂亮的立體字或中空字。

本文乃利用倚天中文之特性,製作出不規則造波系統之文字標題,以9行程式就輕鬆的得到漂亮的標題畫面。

@ 01, 01

? chr(27), "SD14,5;"

? chr(27), "CL;"

? chr(27), "FM;"

? chr(27), "T24, 80, 160, 12, 2/2, X;不規則造波機系統"

? chr(27), "FK;"

? chr(27), "T24, 180, 320, 3, 1/1, X;臺灣省交通處港灣技術研究所"

@ 01, 01

? chr(27), "T16;"

若再加上五行程式

? chr(27), "T24, 81, 161, 12, 2/2, O;不規則造波機系統"

? chr(27), "T24, 82, 162, 12, 2/2, X;不規則造波機系統"

? chr(27), "T24, 83, 163, 12, 2/2, O;不規則造波機系統"

? chr(27), "T24, 84, 164, 12, 2/2, X; 不規則造波機系統"

? chr(27), "T24, 85, 165, 12, 2/2, O; 不規則造波機系統"

主標題就可變成立體藝術字,可知這是種既方便又容易的標題產生方式。

當然「戲法人人會變,巧妙各有不同」。在各種畫面上運用繪圖功能,或是插入圖案檔,都是可行之法,主觀與客觀,美與醜都沒有一定的標準,只有看個人的功力表現啦!

§2-2 畫面管理設計

一個精心設計的畫面可以給人們一個相當良好的第一印象;使軟體的價值無形中提昇不少。因此,要使軟體能夠獲得別人的讚許,在畫面上所花費的心力,是不可或缺的。What you see is what you get (WYSIWYG),所看到的也就是所要的結果,即是本節所依循之原則。

由於 Clipper 提供了一個很好的介面與 C 及組合語言溝通,藉由此種介面,我們可輕易的呼叫以 C 或組合語言所撰寫的函式和副程式。所以利用 Clipper 來撰寫畫面管理程式是一種非常可行又蠻方便之作法,在很多書上或參考資料中提供了非常多以 Clipper、C 或組合語言所撰寫之函式可資運用。在不妨害著作權法的原則下,充分的利用它們,可以省下很多撰寫函式的時間,可收事半功倍之效。然由於多數函式所考慮之環境僅限於在英文模式下,因此若將其使用在中文模式時,某些控制字元,字元屬性或是線框有時會產生亂碼或失效之問題。在瞭解中、英文模式之差異,做適當的修正,加入了處理中文之能力,則可充分發揮各函式之功能。

依據前述觀念及原則,設計了一個畫面管理程式,其流程圖(如圖 2-1)。此程式可以讓我們直接在螢幕上繪出畫面,而且能填入文字,顏色,製造視框,設定範圍,最後還能方便的儲存與讀取。而且這些修改的動作只更改到螢幕主檔(資料檔),不須更動到原始程式,所以也就不須爲了畫面的維護,更新而重新編譯與連結了。由於本程式之設計是以文字模式(Text Mode)爲主,不考慮繪圖模式(Graphic Mode),所以畫面設計是以文字、線框、顏色爲主要構圖工具。雖然說沒辦法獲得像繪圖模式中那麼多采多姿的結果,但就一個標準的軟體系統設計來說,只要多運用點巧思,還是可得到一個精美的畫面。

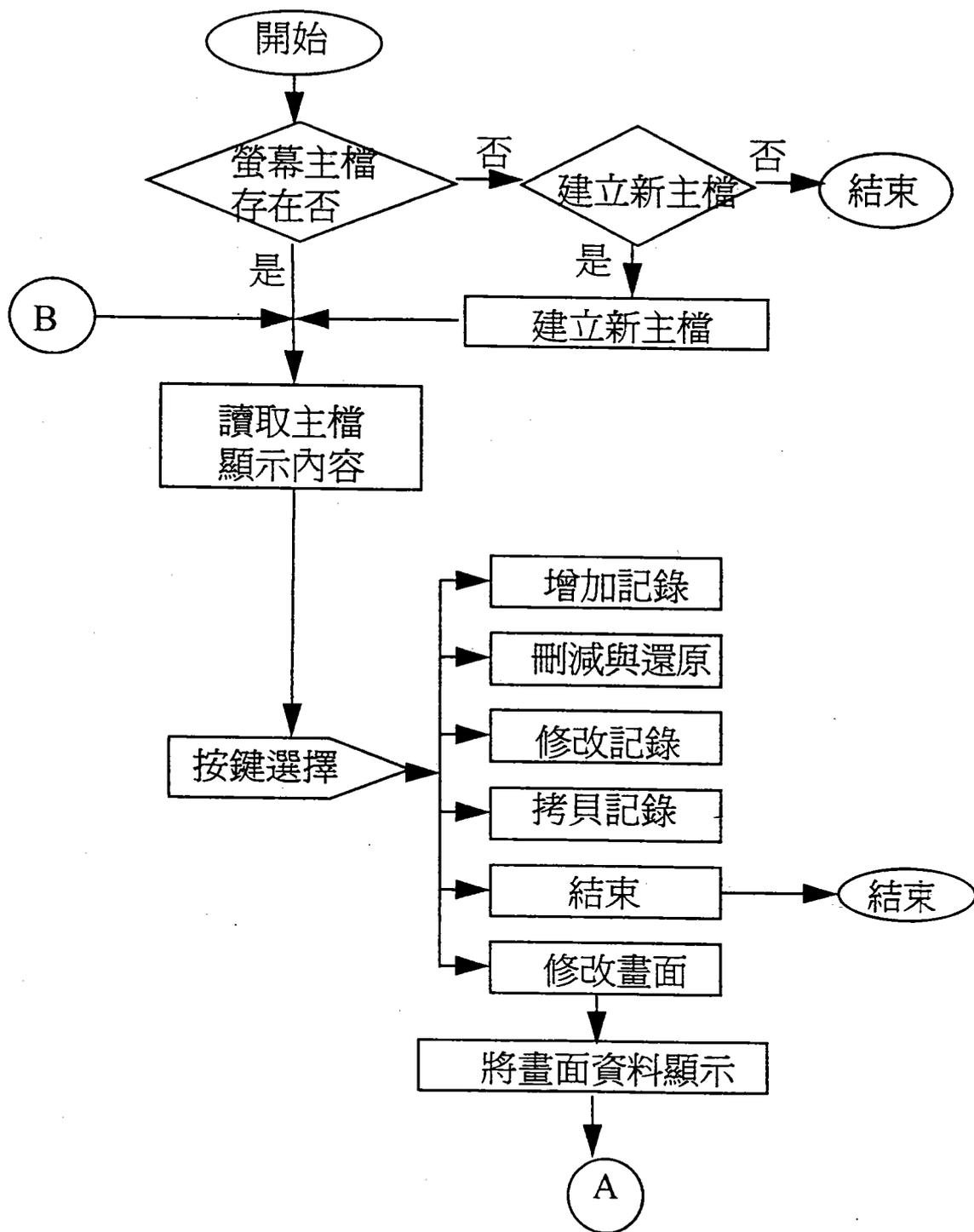


圖 2-1A 畫面管理程式流程圖

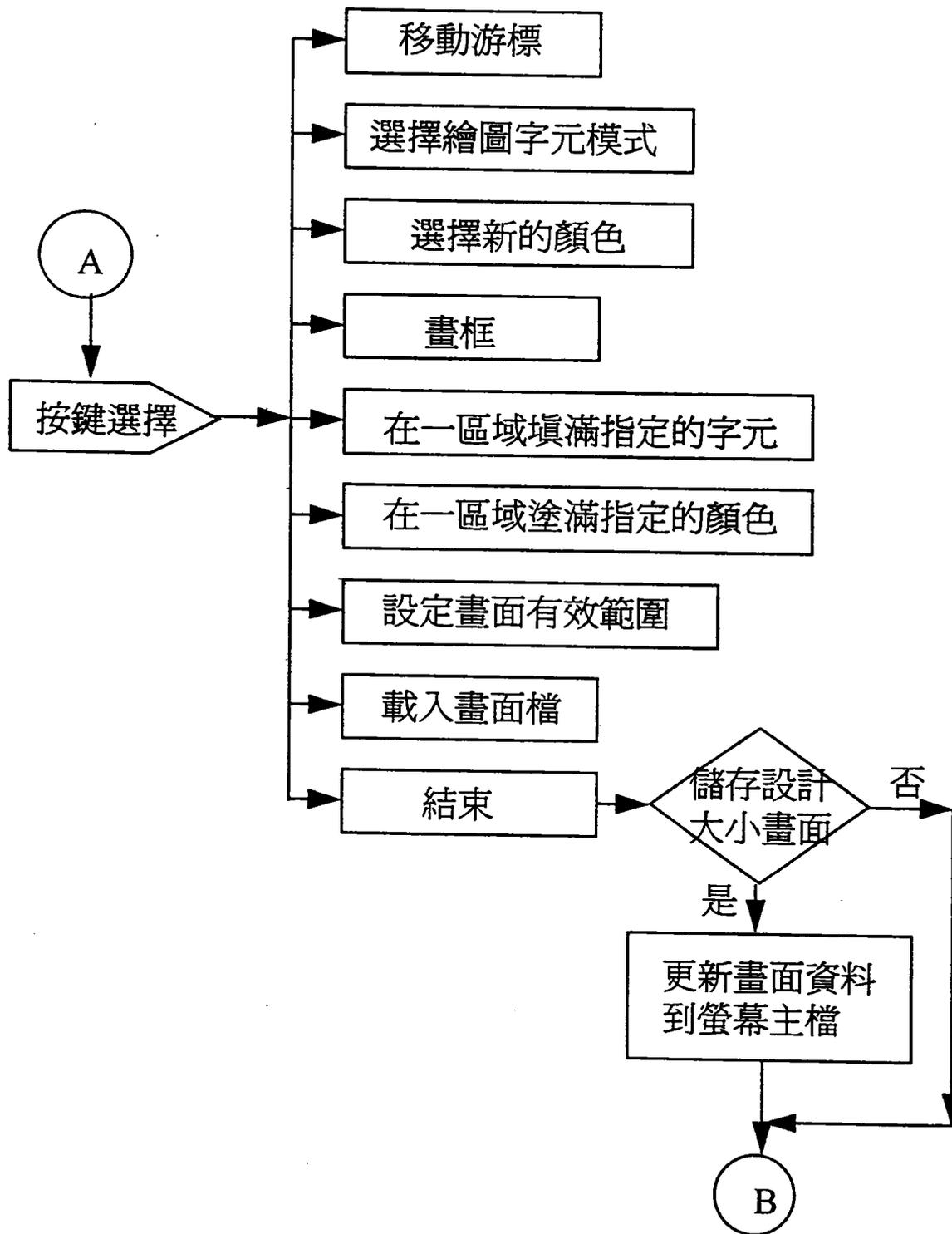


圖 2-1B 畫面管理程式流程圖

利用此畫面管理程式,設計出本系統之螢幕主畫面(如圖2-2),實際操作畫面(如圖2-3)。

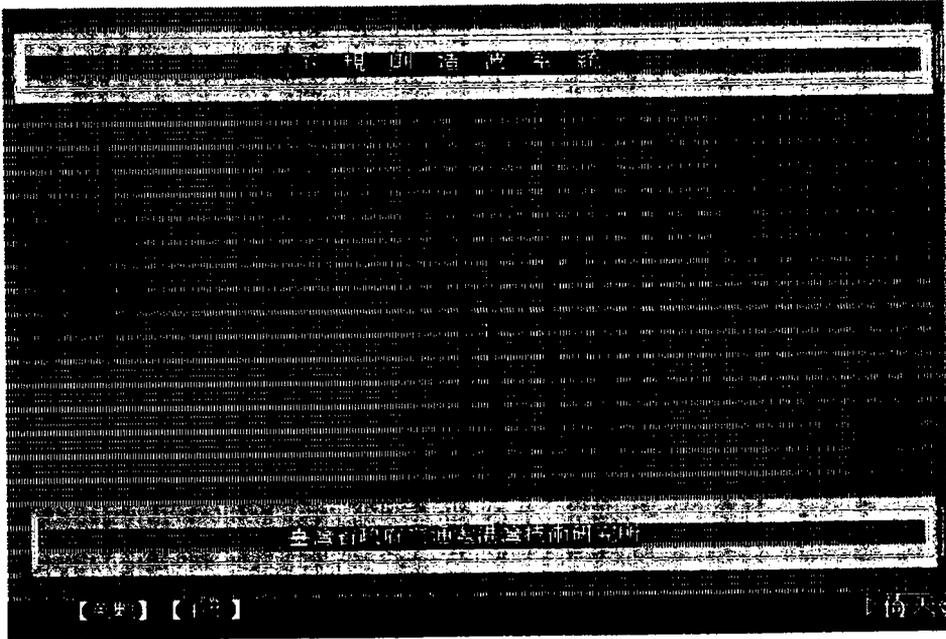


圖 2-2 螢幕主畫面

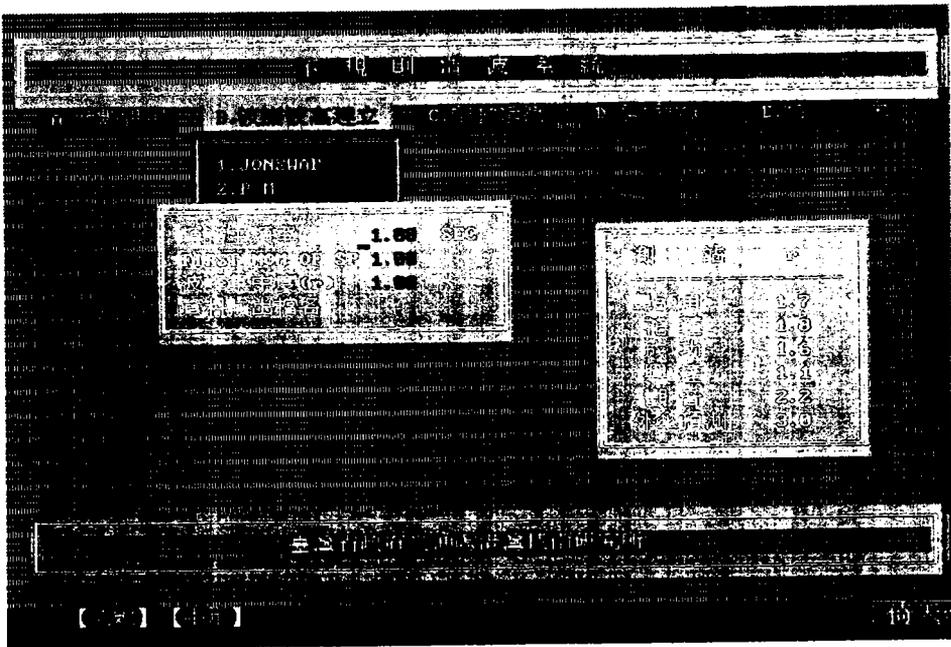


圖 2-3 實際操作畫面

§2-3 功能表設計

功能表(menu)就是把所有的功能項目列在螢幕上,供使用者選擇之表單。功能表之設計是整合發展環境系統之主體設計,透過功能表來結合所有的工作項目,包括參數之設定,函式、副程式之呼叫,或是執行外部程式。

建構一個系統時,即使是系統分析做得如何的完善,也難免會碰到功能表更動的問題;這個更動包括增加、刪除或調動選項位置。假如每一功能的工作項目與功能表選項順序的依存性太高,則更動時必定會花費很多的人力、物力去維護。所以在設計功能表時,特別運用「資料驅動技術」(Data-Driven Technology),利用外部資料來驅動程式的進行。

資料驅動技術就是利用外部的參數來變更程式執行之內容,不須修改原始程式碼,自然就可免除重新編譯,連結之麻煩,也比較有彈性。基本上,資料驅動技術可利用幾種方式來進行。

- (一) 利用命令列參數來進行,在程式中即設計好讀取命令列後之參數,獲得不同的執行結果。此法比較簡單,但不適合處理複雜之狀況;尤其是每次程式執行都須鍵入一長串的命令,也顯得不甚方便。
- (二) 利用DOS的SET內部指令來設定環境變數之值,以取得參數,此法也同樣存在著命令列參數之缺點。而且環境是個公用變數,可能影響其它方面的執行,也會佔用環境變數區之記憶體,都有些缺點。
- (三) 以文書檔來驅動程式,也即本節所使用之方法。資料檔輸入可使用文書檔(Text File),二進位檔(Binary File)和資料庫檔(Data Base File)來儲存資料。只是二進位檔和資料庫檔都必須多一個外加程式來加以管理或設定,當資料量多時,程式也越驅複雜。而文書檔只要定義明確,利用一般的文書編輯軟體(如PE II等),即可對驅動程式的資料做任何修正。常見的視窗軟體之WIN.INI, SYSTEM.INI, 或Novell網路之NET.CFG都屬此種技術之運用。

基本上功能表的設計展現方法有兩種,一是彈出型功能表(Pop-Up Menu),另一種是下拉式功能表(Pull-Down Menu), Pop-Up Menu屬於「直列式」的功能表,而Pull-Down Menu則屬於「平面式」的功能表。兩種方式都可表現出相當好的功能表畫面。但是對於一個複雜的系統,僅使用一種方式表現,在使用

上似乎會有「英雄無用武之地」之憾，無法將畫面和功能巧妙的結合起來展現。因此本系統之設計就以 Pull-Down Menu, 呼叫 Pop-Up Menu 之串連方式來設計，此種串連方式也是目前大多數軟體設計之方式。

§2-3-1 彈出型功能表

Pop-Up Menu 的基本輸入參數和結構大致如下：

```
# Row, Col, Light-Bar Color, Background Color, Box Type, Screen, Title  
Hot-key Item Name # Process  
..... # .....
```

: 識別記號

Row : 表框左上面列號

Col : 表框左上面行號

Light -Bar color : Light-Bar 顏色

Background Color : 底色

Box Type : 表框型態

Screen : 背景畫面名稱

Title : 標題

Hot-Key: 快速選擇字元

Item Name : 選項名稱

Process : 工作內容

將上項文書檔資料參數讀入後，再將其展現在螢幕上，其流程圖(如圖 2-4)

§2-3-2 下拉式功能表之設計

Pull-Down Menu 之基本輸入參數和結構如下

```
# Row, Left, Right, Space, Light-Bar Color, Background Color, Box Type,  
Screen
```

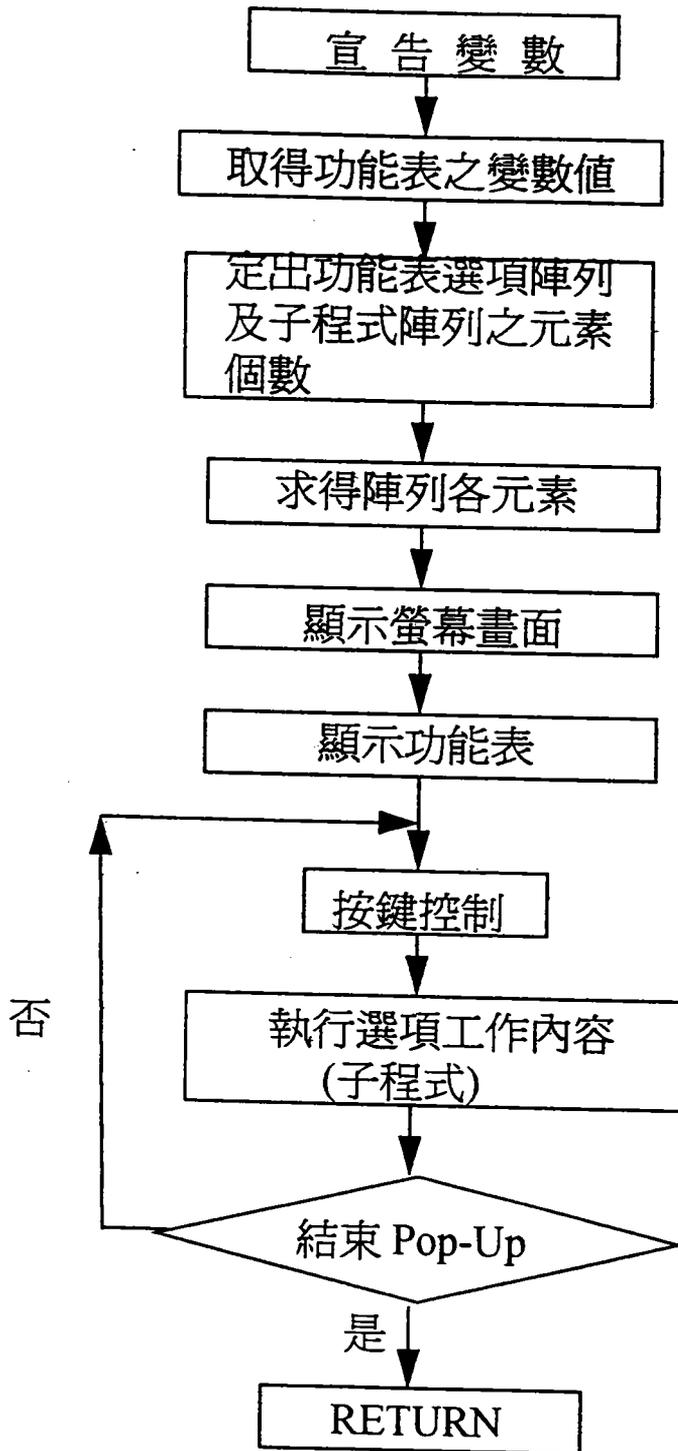


圖 2-4 彈出型功能表設計流程圖

First Level Item

Second Level Item Process

.....

Row : 主選項之列號

Left : 第一個選項之行號

Right : 右邊界

Space : 每一個主選項之間隔

Light-Bar Color : Light-Bar 之顏色

Background color : 底色

Box Type : 表框型態

Screen : 畫面名稱

First Level Item : 主選項

Second Level Item : 次選項

Process : 工作內容

將參數讀入再解讀後,展現其下拉式功能表,其流程圖如圖(2-5)。

本系統所使用的文書檔,如下:

* Menu Data Filename: IHMT. MNU

*

* The Format is followed:

* Row, Left, Right, Space, Light-Bar, Background Color, Box Type, Screen

4,3,77,2,241,030,E, SCRO

A. 參數設定 #GETPARA

B. 波譜波高建立

1.JONSWAP #GETJON

2.P-M #GETPM

3.JONSWAP(簡) #GETCJON

4.P-M(簡) #GETCPM

5.群波 #WAVEGROP

6.使用者自定 #USERDEF

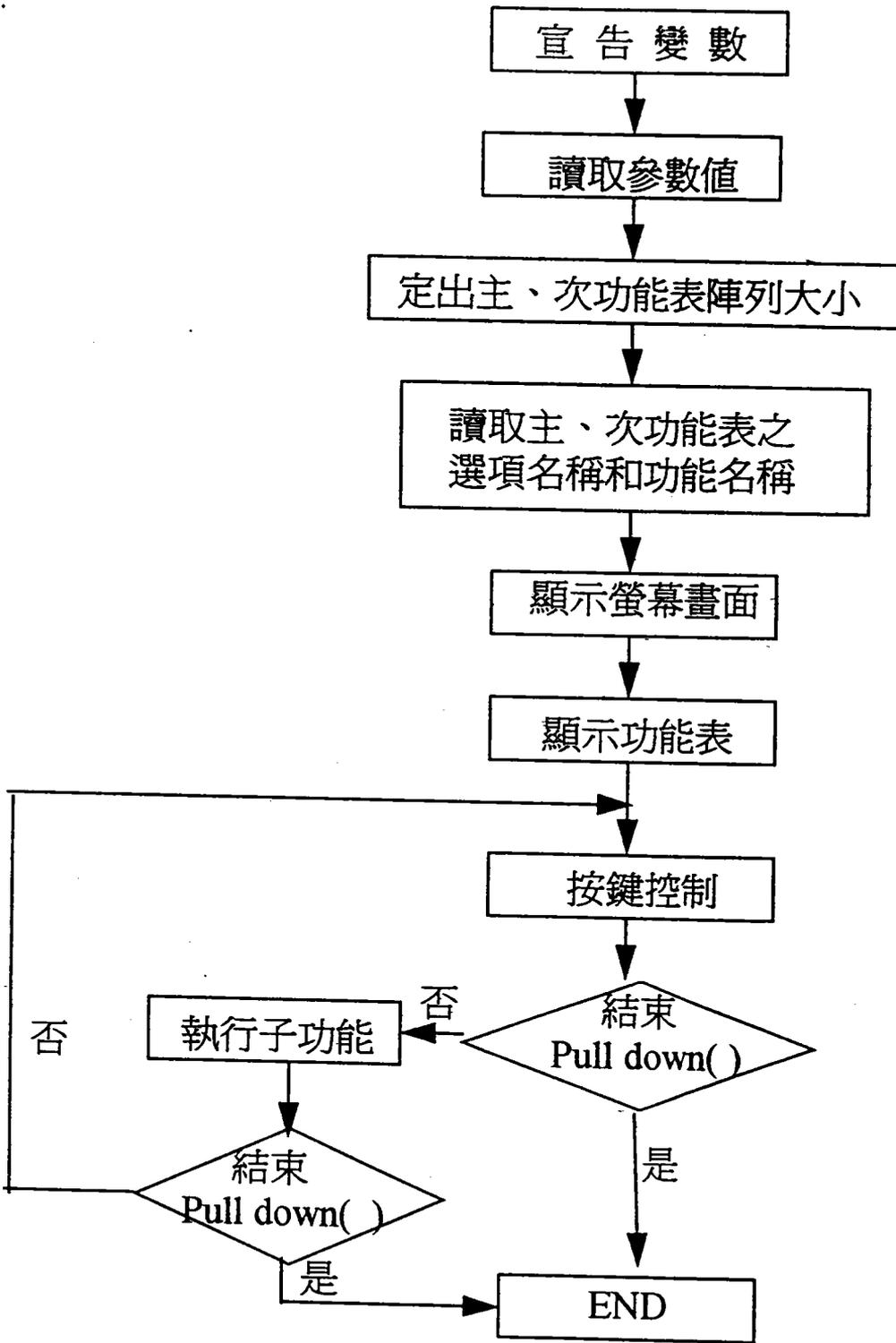


圖 2-5 下拉式功能表設計流程圖

| | |
|---------|----------------|
| C. 啓動造波 | #DOS['WAVEST'] |
| D. 應用程式 | |
| 暫返作業系統 | #DOS |
| 執行FFT | #DOFFT |
| E. 結束 | #QUIT |

在 Clipper 程式中, Pull-Down 此文書檔即可執行整套系統, 可說相當方便, 維護上也更具彈性。由於 Clipper 的程式相當大, 佔用了好幾百 K 的記憶體, 加上中文系統的常駐, 當執行某些外部程式時可能會有無法執行之問題。此時就須利用 SWAP(), OVERLAY() 等軟體或其它相關函式來執行主程式之記憶體暫時搬離, 以解決記憶體不足之問題。

第三章 基本理論與設計

§3-1 造波機基本理論

造波板的運動產生了波浪，所以對造波板的振幅與其所產生波浪的波高關係就必須要有所瞭解。如圖(3-1)所示，假設水槽水深為 h ，以座標原點為中心，造波板以衝程 S 做往復運動，產生波高 H ，波長 L 之波列；造波板的運動函數 $f(t)$ 和水位函數 $\eta(t)$ 可表示如下：

$$f(t) = \frac{S}{2} \sin \omega t \quad (3.1)$$

$$\eta(t) = \frac{H}{2} \sin(kx + \omega t) \quad (3.2)$$

式中

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \text{ 表角頻率, } T \text{ 為週期}$$

$$k = \frac{2\pi}{L} \text{ 為週波數, } L \text{ 為波長}$$

依淺水簡易造波機理論及線性造波機理論(Dean & Dalrymple, 1984)可得出以下結果。

(一) 淺水簡易造波機理論

假設($kh < \pi/10$)，即相對水深屬淺水波的範圍時，依(D & D)之研究，活塞式造波機所產生的波浪關係可表如下式

$$Sh = \int_0^{L/2} \frac{H}{2} \sin kx dx = \frac{H}{k} \quad (3.3)$$

其中 $k = \frac{2\pi}{L}$ ，所以波高與造波板衝程比值為

$$\left(\frac{H}{S}\right)_{piston} = kh \quad (3.4)$$

同理鉸定式(flap type)造波機的運動轉換函數為

$$\left(\frac{H}{S}\right)_{flap} = \frac{kh}{2} \quad (3.5)$$

可知在淺水波的範圍內($kh < \pi/10$)，則波高與造波板衝程比值(H/S)為 kh 之一次函數。

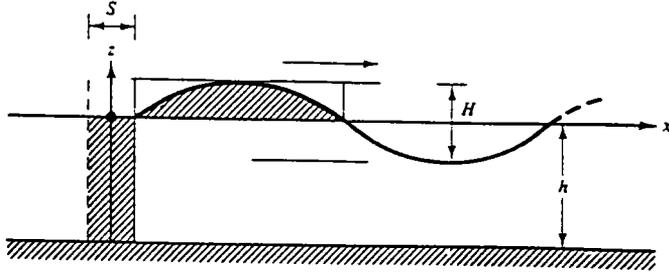


圖 3-1 造波機理論示意圖

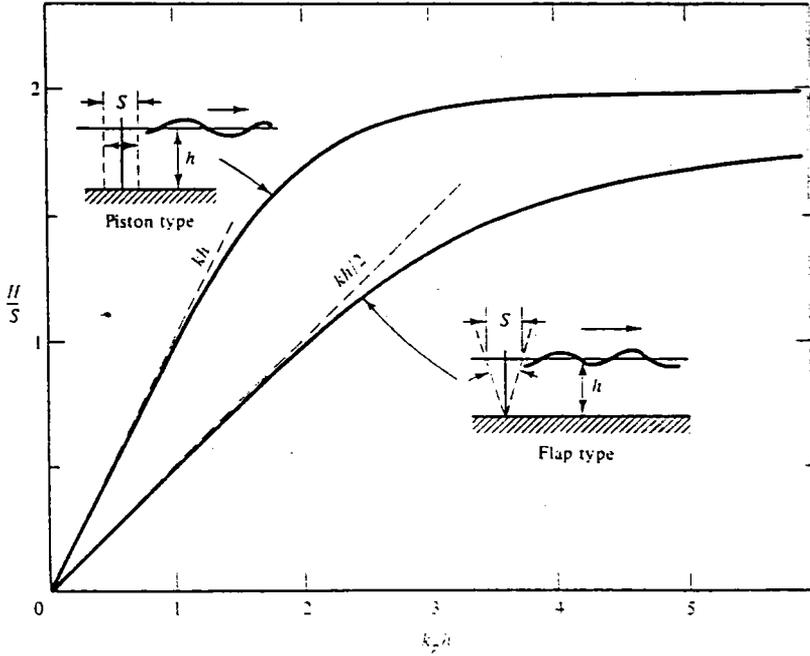


圖 3-2 理論波高/衝程值

(二) 線性造波機理論

假設水槽中波浪為微小振幅波，Ursell et. al. (1960)推導出線性造波機理論

得以下關係式

$$\left(\frac{H}{S}\right)_{piston} = \frac{2(\cosh 2kh - 1)}{\sinh 2kh + 2kh} \quad (3.6)$$

$$\left(\frac{H}{S}\right)_{flap} = \frac{4 \sinh kh(kh \sin kh - \cosh kh + 1)}{kh(\sinh 2kh + 2kh)} \quad (3.7)$$

(3.6)(3.7)兩式表示造波機在水槽中產生規則波時，波高(H)與造波板衝程(S)比值為kh的函數。由圖(3-2)可見，kh很小時曲線和淺水波直線相疊，kh很大時曲線接近水平，即(H/S)為一常數值。

在以前的造波機上，有的還直接將造波函數關係式做成硬體電路，結合在放大線路中，成為驅動控制電路。優點是省掉訊號資料和輸出訊號間之轉換，而缺點則是其轉換關係固定，無法更改。

§3-2 波高訊號轉換函數

(3.6)(3.7)為理論波高訊號轉換函數，在不同的試驗水槽中量測，其實際波高訊號轉換函數可能會有些差異。依徐(9)之研究，確實由試驗中得出不同的轉換曲線，雖然在趨勢上相符，但在大小上仍有相當之不同。故試驗水槽之波高訊號轉換函數仍以試驗決定為佳。

為了獲得此函數曲線，可由產生一組不同週期之正弦波訊號序列，以不同的振幅輸出來控制造波機造波，得出一組穩態的量測水位資料。將訊號振幅轉換成造波板衝程，以平均波高/造波板衝程比值(H/S)對無因次水深作圖。並將Kh轉換成頻率(f)再做迴歸，可得波高訊號轉換函數 $G_{ain}(f)$ 。徐(9)以四次多項函數來迴歸 $G_{ain}(f)$ ，即

$$Gain(f) = A_0 + A_1 f + A_2 f^2 + A_3 f^3 + A_4 f^4 \quad (3.8)$$

(其中 A_n ：表試驗迴歸值之各項係數)

做為波高轉換函數之迴歸代表式，已可得到相當近似之曲線。利用此轉換函數，可獲得推動造波板運動之訊號振幅譜。

$$Amp_s(f) = Amp_t(f)/Gain(f) \quad (3.9)$$

式中

Amp_s : 為訊號振幅譜

Amp_t : 為目標波浪振幅譜

$Gain(f)$: 為波高訊號轉換函數

將訊號振幅譜經逆傅立葉轉換得訊號時序列，再將時序列控制造波機，即可製造與目標波譜相符之波浪。

§3-3 硬體介面

不規則造波系統之數位化資料要輸入到推動造波板之伺服放大器時，須先經過硬體介面來做轉換。本系統之硬體介面包含

- (1) 一片多功能實驗卡(時鐘卡)
- (2) 一片艾訊AX 5215 8頻道數位/類比轉換卡(D/A Card)

有很多新的D/A Card上即裝置有時鐘驅動器，利用單一片卡即可依時序驅動來做數位/類比轉換。不過其控制流程也是相似的。現將介面功能分述如下：

§3-3-1 多功能實驗卡

為了求得精確的參考取樣頻率，乃利用多功能實驗卡上的8253 IC作為CLOCK GENERATOR。

8253的I/O位址如下表(表3-1)所示

表 3-1 8253 的 I/O 位址

| PORT ADDRESS | REGISTER |
|--------------|------------------|
| 3E8 H | CHENNEL 0 |
| 3E9 H | CHENNEL 1 |
| 3EA H | CHENNEL 2 |
| 3EB H | CONTROL REGISTER |

本系統利用 Channel 0 暫存器產生設定頻率之方波。Channel 0 之輸入參考觸發時鐘可以計頻器測得；以 (參考時鐘)/(預設定之頻率) = (輸入 3E8 H 位址之除數值)。輸入控制暫存器(3EB H) H 36 值來啓動 8253 後，再將計算過後之除數以先低階後高階之順序輸入(3E8 H)位址，即可於 OUT 0 接腳獲得預定之方波。輸出方波再由 8255 接腳輸入，讀取 8255 該輸入接腳之"0"，"1" 值即可獲 (F) 預定頻率之週期性 CLOCK。

§3-3-2 8 頻道數位 / 類比轉換卡

此數位 / 類比卡為一 8 頻道之 12 位元高精密 D/A 卡，可以輸出 8 個頻道的類比信號，即可同時控制 8 部造波機。其輸出範圍計有 0 至 5V, 0 至 10V, -2.5V 至 2.5V, -5V 到 5V 等四種設定。可依據造波機的輸入訊號源範圍來自行設定，本所造波機以 -5V 至 5V 為其標準輸入範圍。

當時鐘卡設定好後，只要依既定頻率之觸發，將訊號時序列之資料值以 256 為除數，相除得高，低位元，並輸出到輸出埠；如頻道 1 之高位元埠為 201H, 低位元埠為 200H。則在頻道 1 的輸出埠就能得到正確的相對輸出電壓。

§3-3-3 增益控制

基本上增益 (Gain) 控制可分成兩種，一為放大器上之直接增益控制，另一為電腦軟體設定。在造波機之伺服放大器上都有一增益控制旋鈕，只要調整其大小，就可直接控制輸出信號之大小，即控制造波板的推動大小。至於軟體設定即本系統之信號輸出功能之一，在輸出增益參數下輸入不同的增益值，可得到不同放大倍率之訊號時序列。使用軟體來控制增益時，都先將放大器的增益

值大小固定住,再改變不同的增益參數值。當然若增益值設定太大,致輸出值太大時,則資料超過4096或低於0之部份會被截掉以保護放大器和伺服閥。

§3-4 信號平滑化設計

由於信號振幅時序列是數位化的,並不連續,因此當經過D/A轉換輸出時,產生之電壓信號會呈階梯狀信號,即某一點之輸出電壓持續維持到下一點。當每秒輸出點數過少時,則造波板會呈一推、停、推之斷續動作,所造之波浪也會呈階梯狀之波形,造成試驗之失真。要解決此問題有下述兩種方法。

一為利用硬體電路來修正階梯電壓,如加一積分電路於D/A輸出端,將電壓平滑化。基本的平滑電路可加一電容並聯於信號輸出端即可,而要獲得較平順之波形就須要利用到積分電路了。當然,不管利用何種電路,其電容值之考慮甚為重要,否則過度的平滑化,反而會造成波形更大的失真。在實際運用上此種方法的失真性較大,振幅較大,反應較快的波形都會被壓縮掉,並不是很好的平滑修正方法。

另一種方法即利用軟體來修正,將原來點數較少的時序列,經過內差來產生較多點數的時序列,同樣可平滑化階梯狀之波形,而且它的失真性更低。在規則波設計上,本系統以90HZ輸出正弦波,即每秒鐘輸出90點資料,以下列關係式來求得一個週期正弦波之個數及資料間相隔角度差。

$$90(HZ) \times \text{規則波週期} = \text{一個週期正弦波之個數} \dots\dots\dots(3.10)$$

$$360(\text{度}) / \text{個數} = \text{資料間相隔角度差} \dots\dots\dots(3.11)$$

表 3-2 正弦波資料及相隔角度差表

| 週 期(sec) | 一個週期正弦波之個數 | 資料間相隔角度差 |
|----------|------------|----------|
| 0.5 | 45 | 8° |
| 0.6 | 54 | 6.66° |
| ... | ... | ... |
| 1.0 | 90 | 4° |
| 1.1 | 99 | 3.6363° |
| ... | ... | ... |
| 2.0 | 180 | 2° |

以表(3-2)來說明,每秒鐘觸發90點資料,當規則波週期為0.5秒時,表示0.5秒有一個正弦波;所以須產生45點,每點相隔 8° 差之資料。依此循環觸發此45點資料,則可產生一0.5秒週期之正弦波。

至於不規則波,係利用目標波譜,產生每秒10點之訊號振幅時序列;實際造波時,將原振幅時序列內差成5倍時序列來平滑波形。內差的方法有很多種,基本的有直線內差,在本系統乃利用 Cubic Spline 方法來內差,比直線內差可得較佳之平滑曲線。

實際運作時,係同時運用兩種方法,首先在D/A輸出端並接上一小型電容電路做微小平滑修正,再利用 Cubic Spline 軟體內差來平滑化波形,使造波機推動起來更平順。

§3-5 造波板緩衝設計

一套造波系統要開始造波或停止動作時,原則上最好的歸定位處就是造波板的一半衝程處,即造波板之歸零位處。如此對於造波機結構體本身或造波動作都會有較佳的影響。因此在造波系統開始執行時,第一個動作就是讓造波板歸零,造波結束後,同樣的亦將造波板歸零。

在實際造波時,當然最好的波浪振幅時序列就是由零啓始,而至零結束;如此一來,啓動造波時或是造波停止,就不會發生突波現象。所謂突波現象,就是由於第一點資料不是零,所以造波板啓動時直接推動到第一點資料之相對位置;若距離甚大時,就會產生突波現象。所以在系統設計時,所有經波譜製造再經逆傅立葉轉換所產生之振幅譜都設計以零為始,以零為止。若碰到使用現場實際資料來造波時,頭尾端之資料可能都不是零,此時就必須要加上一小段緩衝資料。啓動時,由零緩衝至第一點資料;結束時,由最後一點資料緩衝到零,如此則突波現象即可消除。當然緩衝資料量要少,不能影響到正常之波浪資料。

第四章 波譜模擬研究

§4-1 不規則波模擬

不規則波的模擬，基本上可假設為許多不同頻率與不同相位的規則波疊加而成，即

$$\eta(t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin(\omega_n t + \phi_n) \quad (4-1)$$

式中

a_n : 表第 n 個成分波對應之波高

ω_n : 表第 n 個成分波對應之角頻率

ϕ_n : 表對應角頻率 ω_n 之相位角

假設波浪為定常過程 (stationary process)，波浪之自相關函數 (autocorrection function) $R(\tau)$ 的定義為

$$R(\tau) = E[\eta(t)\eta(t + \tau)] \quad (4.2)$$

式中 $E[\]$ 表期望值運算子

將 (4.1) 代入 (4.2) 式，得

$$R(\tau) = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} a_n^2 \cos(\omega_n \tau) \quad (4.3)$$

波譜密度函數 (spectral density function) $S(f)$ 為微小頻率範圍內所含之能量

$$S(f) = F\{R(\tau)\} = \frac{1}{df} \sum_f^{f+df} \frac{a_n^2}{2} \quad (4.4)$$

式中 $F\{ \}$ 為傅立葉轉換運算子

可得知波譜各頻率對應之振幅大小即振幅譜之各分量為 $\sqrt{2S(f)df}$ 。將 (4.4) 中 a_n 代入 (4.1) 式，則可得出

$$\eta(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sqrt{2S(f)df} \sin(\omega_n t + \phi_n) \quad (4.5)$$

由(4.5)式可發現,如果有波浪的能譜及相位譜,就可以得到波浪的時序列。

§4-2 常用波譜

常用的波譜計有 JONSWAP 和 P-M 兩種,所以在波譜製作上亦優先採用,現分述如下:

§4-2-1 JONSWAP 波譜

北海聯合觀測 (Joint North Sea Wave Project) 所得資料,由 Hasselmann 等 (1976) 整理推算所得之波譜稱為 JONSWAP 波譜, Ou S.H. (1977) 分析台灣海峽實測波浪所得結果,將 JONSWAP 波譜形式作若干係數上的修正。在已知海面示性波 (Significant Wave) 之波高 ($H_{1/3}$) 和週期 ($T_{1/3}$) 時,波譜為

$$S(f) = \frac{3.28}{C_1^2 C_2^4} \left(\frac{H_{1/3}}{T_{1/3}} \right)^2 f^{-5} \exp \left[-\frac{5}{4} (C_2 f T_{1/3})^{-4} \right] \times \gamma^{\exp(\beta)} \quad (4.6)$$

$$\beta = -\frac{1}{2\sigma^2} (C_2 f T_{1/3} - 1)^2 \quad (4.7)$$

式中各參數值為

$$C_1 = 3.8$$

$$C_2 = 1.13$$

$$\gamma = 2.08$$

$$\sigma = 0.07 \quad f \leq f_p$$

$$\sigma = 0.09 \quad f > f_p$$

由於現行試驗皆以台灣四周為試驗區域,故 JONSWAP 波譜製作乃以 Ou 所修正之波譜公式為準來設計波浪。

§4-2-2 P-M 波譜

Pierson- Moskowitz (1964) 波譜,即 P-M 波譜,其波譜公式為

$$S(f) = \frac{0.0081g^2}{(2\pi)^4} f^{-5} \exp[-0.74(\frac{g}{2\pi U_{19.5}})^4 f^{-4}] \quad (4.8)$$

$U_{19.5}$ 為海平面上方 19.5m 高度之風速。

此用於極寬闊的海洋中，可簡化為

$$S(f) = Af^{-5} \exp[-Bf^{-4}] \quad (4.9)$$

A 和 B 之值可由試驗整理而得

本文以

$$S(f) = 5f^{-5} \exp[-\frac{5}{4}(\frac{f}{f_p})^{-4}] \quad (4.10)$$

代入做為 P-M 波譜之波浪製作公式

§4-3 通用型標準模式

依簡(7)之研究，在考慮不同風速、不同風域、不同水深的條件下，各種波特性不同，其波譜也不同。若要對不同波譜形態做比較時，則須將其正規化如下

$$\frac{\phi(f)}{m_o} = F(f/f_p) \quad (4.11)$$

式中

$\phi(f)$: 能量頻譜密度函數

f : 頻率

f_p : 主頻率

m_o : 波浪之總能量 ($m_o = \int \phi(f)df = E$)

一般海洋重力波常用的標準波譜模式如前述之 JONSWAP 型波譜和 P-M 型波譜。JONSWAP 波譜能量較集中，波譜形狀較尖銳；而 P-M 型則相反，能量較分散，形狀較平緩。而一般來說，海洋之波浪波譜大致介於此兩者之間。因此乃依據此二種標準波譜而分別將其化成正規化形態之通用型標準波譜。

$$\frac{\phi(f)f_p}{m_o} = Z\tilde{f}^{-5} \exp(-\frac{5}{4}\tilde{f}^{-4}) \{ \gamma \exp[-\frac{(\tilde{f}-1)^2}{2\sigma^2}] \} \quad (4.12)$$

(4.12)式爲正規化形態之JONSWAP通用型標準波譜

式中

$$\sigma = 0.07 \quad f \leq f_p$$

$$\sigma = 0.09 \quad f > f_p$$

$$Z: \text{正規化係數} = \left[\frac{1}{\int_0^{\infty} \tilde{f}^{-5} \exp(-\frac{5}{4}\tilde{f}^{-4}) \{ \gamma^{\exp[-\frac{(\tilde{f}-1)^2}{2\sigma^2}] - 1} \} d\tilde{f}} \right]$$

γ : 波譜形狀參數

\tilde{f} : 無因次化頻率 (= f/f_p)

當 $\gamma = 3.3$ 時即爲一般之JONSWAP波譜形態, $\gamma = 1$ 時則近似一般的P-M波譜形態。但是將不同的 γ 值畫出波譜後,發現當 $\gamma < 0.8$ 時會出現雙峰現象,與一般的波譜形態不合,故 $\gamma < 0.8$ 時不能採用。

至於正規化形態之P-M通用型標準波譜可以下式表之。

$$\frac{\phi(f)f_p}{m_o} = \frac{4}{\Gamma(\frac{m-1}{4})} \left(\frac{m}{4}\right)^{\frac{m-1}{4}} \tilde{f}^{-m} \exp(-\frac{m}{4}\tilde{f}^{-4}) \quad (4-13)$$

式中

m : 波譜形狀參數

Γ : Gamma函數

當 $m=5$ 時即一般之P-M波譜形態,前述之P-M波譜即利用此來製作;當 $m=17$ 時則與一般之JONSWAP波譜形狀相近似,依照(4.13)式可求得製造P-M通用型標準波譜之程式。

也由(4.12)(4.13)式可知改變不同的 γ 或 m 值可得不同形狀之波譜,因此若能獲得充分的現場波浪資料,將其正規化並加以疊代比較而求出一代表性形狀,再套用(4.12)(4.13)之模式,找出一較適當的 γ 或 m 參數值,即可得適用於當地之標準波譜模式(如表4-1)。

表4-1 各測站標準波譜形狀參數表

| 測 站 | 參 數 | γ | m |
|-------|-----|----------|------|
| 鼻 頭 角 | | 1.7 | 8.5 |
| 花 蓮 | | 1.8 | 9.5 |
| 成 功 | | 1.6 | 7.5 |
| 興 達 | | 1.1 | 5.5 |
| 觀 音 | | 2.2 | 11.0 |
| 外傘頂洲 | | 3.0 | 15.0 |

因此若該地之波浪特性與前述測站波浪特性相似時，只要將該地之示性波資料以關係係數換算為 m_0 及 f_p 後代入該站區域性正規化波譜，即可得該地代表性的標準波譜形式。在台灣四周近岸某地若其波浪特性和已知測站波浪特性不相似時，則可以圖(4-1)疊置比較後求得該地代表性的標準波譜形式。

§4-4 群波

群波為連續發生的大波浪，在實際海洋中，群波現象時有所見，對於海洋或海岸工程有很大的影響，Johnson et al. (1978)，由實驗中發現具有相同波譜的波浪群波現象較顯著者，對堤前的防護塊破壞力愈大。在其它的報告也曾提到入射波的包絡線愈明顯，即群波現象愈明顯，斜波的溯升高度愈高，種種研究都說明了群波因素之不容忽視。鑑於此，可知實驗室中產生群波，發展一套可模擬群波特性之造波方法是一件非常重要的工作。

本文乃是依據林志明(8)，徐仕昇(9)，在1990年研製群波系統之流程，製作軟體。林是利用 Funke & Mansard (1980)所提之群波理論，加入 Mase et (1983)所做之修正，提出平滑化瞬時波能歷程(Smoothed Instantaneous Wave Energy History, SIWEH)及群波因子(Groupiness Factor, GF)之觀念。依設定之能譜密度及群波特性計算出不規則波時序列。

其製作流程圖如圖(4-2)

說明如下

1. 給定一目標波譜，GF值及SIWEH之波譜形狀函數(Shape Function)

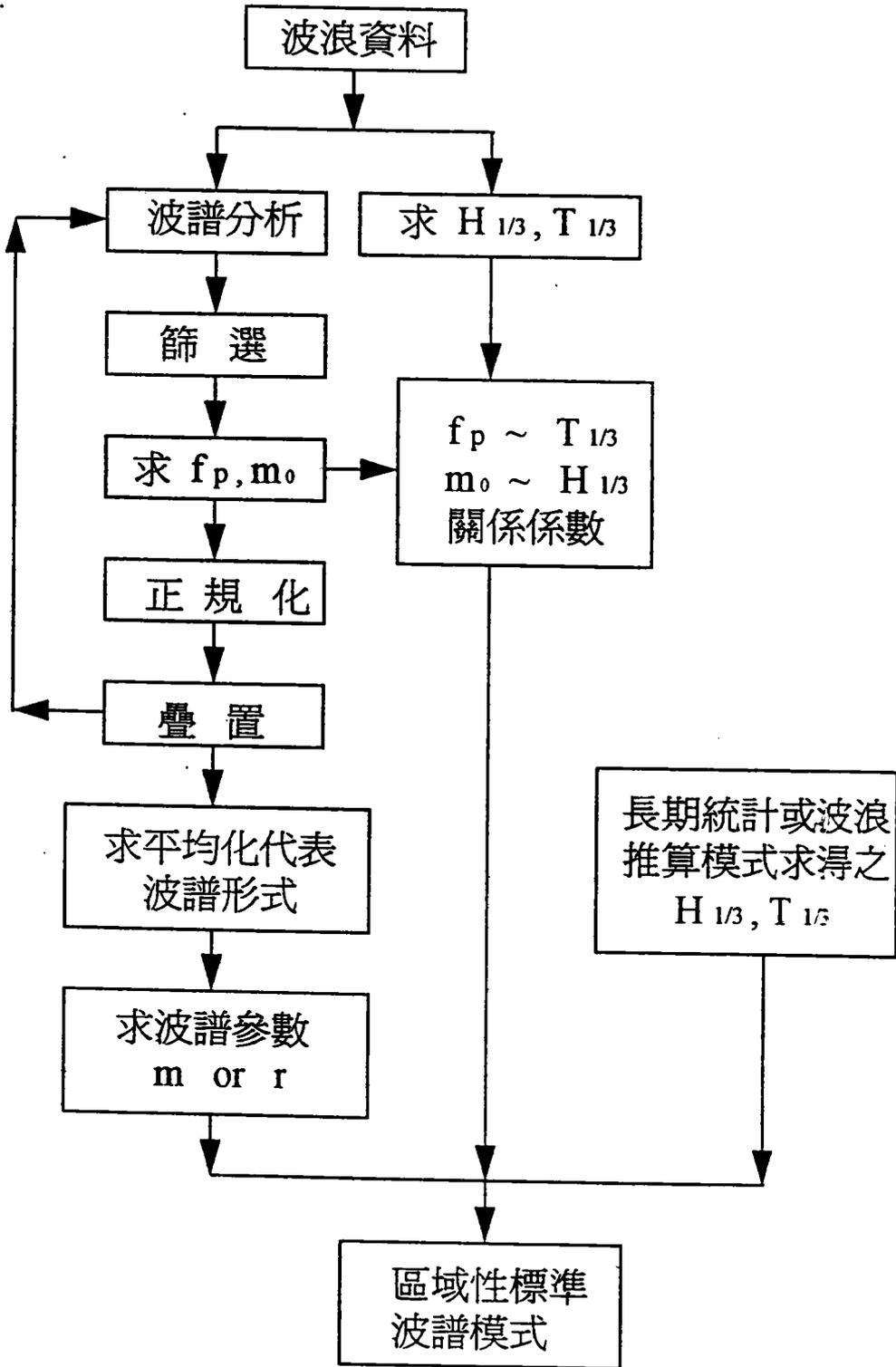


圖 4-1 區域性標準波譜之分析流程圖

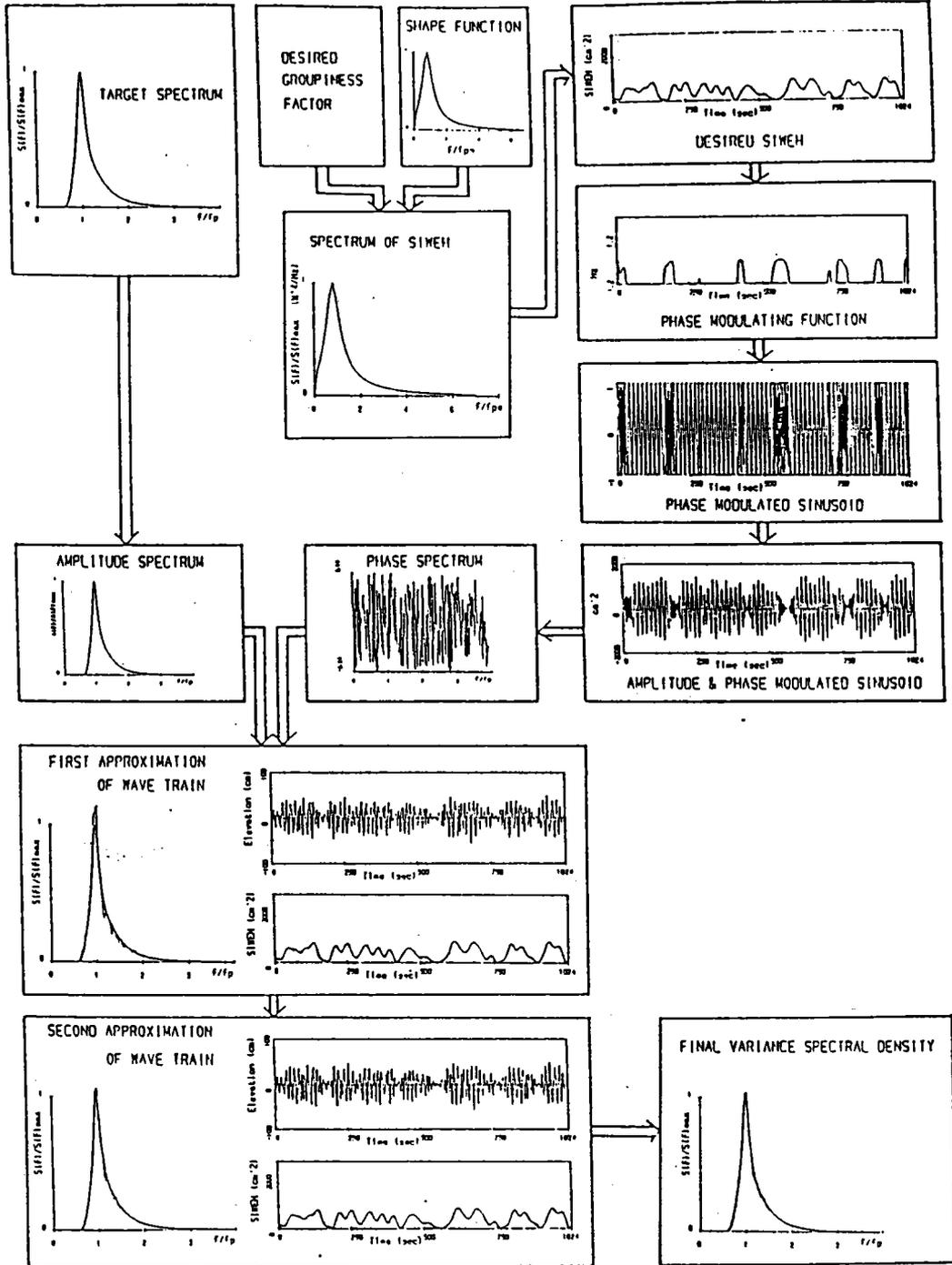


圖 4-2 群波製作流程圖

2. GF和SIWEH波譜形狀函數,結合成SIWEH波譜。
3. 將SIWEH波譜經逆傅立葉轉換產生SIWEH時序列。
4. 由SIWEH求得相位修正函數。
5. 由相位修正函數求得相位修正正弦曲線。
6. 由相位修正正弦曲線和SIWEH,結合產生近似群波時序列。
7. 由近似群波時序列經傅立葉轉換求其相位譜。
8. 求目標波譜之振幅譜。
9. 結合目標振幅譜和相位譜,經逆傅立葉轉換得水位序列。
10. 修正水位到SIWEH和目標SIWEH相符。
11. 計算修正水位相位譜。
12. 重複9到11步驟,直到SWIEH和振幅譜皆符合目標值。
13. 將目標振幅譜轉成訊號振幅譜。
14. 結合訊號振幅譜及相位譜,經逆傅立葉轉換得訊號序列。

Funke & Mansard認為對應較大SWIEH之波浪其頻率分佈接近 f_p ,而對應較小SIWEH之波浪,則頻率分佈在比主頻高之頻率。所以步驟(5)之相位修正正弦曲線

$$X(n) = \sin(2\pi f_p - (n-1)\Delta t + \theta(n)) \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (4.14)$$

$\theta(n)$ 表頻率變化函數

$$\theta(1) = 0$$

$$\theta(n) = \theta(n-1) + 2\pi\Delta \cdot t \cdot F(n)$$

$F(n)$:表相位修正函數

$F(n)$ 之獲得有兩種方法

(一)

$$F(n) = RL(U(n) - U_{min})^2 \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (4.15)$$

$$B = E(n) \quad E(n) \geq E/5$$

$$B = E/5 \quad E(n) < E/5$$

$$U(n) = (E(n)/B)^2$$

U_{min} 為 $U(n)$ 之最小值, RL 為經驗係數 0.2

(二)

$$F(n) = 5f_p(1 - U(n)) \quad (4.16)$$

$$B = E(n) \quad E(n) \geq E/2$$

$$B = E/2 \quad E(n) < E/2$$

經實際代入測試,以第二種 $F(n)$ 之決定其 GF 之誤差較小,較容易修正。

基本上,由於現今電腦速度已相當快,用何種語言來書寫群波製造程式都可以。在實際撰寫過程中,由於很多步驟都要利用到傅立葉轉換,若能改用陳(10)所用之哈特立(Hartly transform)轉換,速度當能加快了許多。在製造 SIWEH 時,利用 Funke & Mansard 之方法

$$E(n) \geq -\alpha m_o \quad \text{則 } E_2(n) = E_1(n)$$

$$E_1(n) < -\alpha m_o \quad E_2(n) = -\alpha m_o$$

其疊代修正次數很多,甚至須 20 次疊代方能製造合理之 SIWEH。在本文製造 SIWEH 時,參考林(8)之修正方法,須補償 $-E_2(n) - SQR[E_2^2(n) + pu^2(\ell) + 2 \cdot \alpha \cdot m_o \cdot pu(\ell)]$ 。

$$pu(\ell) = E_2(n) - E_1(n) \quad \ell = \ell + 1$$

經整理簡化得

$$E_1(n) \geq -\alpha m_o \quad \text{則 } E_2(n) = E_1(n)$$

$$E_1(n) < -\alpha m_o \quad E_2(n) = -2\alpha m_o - E_1(n)$$

依此方式製造 SIWEH,平均約六次疊代即可製造合理之 SIWEH,有更好的效率。

第五章 結論與建議

- 一、一套系統軟體完成後，當須要執行系統維護工作時，如功能增加、刪減或更動等，常是一件煩人的事項。若能利用資料驅動技術以一個通用的整合發展環境來製作軟體，則無論是發展系統軟體，或是進行維護，都將是一件輕鬆的工作。
- 二、常用的造波模擬波譜都是用該波譜的單一區域模式，如JONSWAP波譜則以 O_u 之台灣沿岸模式為主。在考慮不同地區、不同水深、不同波浪特性下，若能獲得各地區充分的現場波浪資料，將其波譜正規化，並加以疊代以求出其代表性形狀；再套用通用型標準波譜模式來獲得其參數值，即可得適用於當地之標準波譜模式。
- 三、要平滑化造波系統之數位化輸出，較佳方法仍是以Cubic Spline內差方式加多訊號振幅時序列之資料數，最少要達到1秒鐘有40點以上的資料量。再輔以小型積分電容電路之平滑化，可使數位化輸出之階梯狀電壓波形變成平滑波形，造波板也得以流暢的推動。
- 四、為了避免造波過程中，造波板啟動和停止時產生突波現象，可在訊號時序列之前端和結束端加上一些緩升、降降之資料，使造波板得以平滑啟動和停止。當然，所加之資料僅能是少量，不能影響原始時序列；最大資料量不得超過半個週期。
- 五、群波特性是波浪模擬上的一個頗重要的因素，而其程式之製作流程已漸趨成熟。但是若能在其函式或子程式中加入適當的修正，如FFT改為FHT；SIWEH製造時，將SIWEH產生序列之關係式做一些修正....等，皆可減少各種時間的花費，而提昇效率。
- 六、群波因子之選定，若能參考通用型標準波譜之模式，將各地區之現場波浪資料整理後，依其時間、季節或是大小波浪區分，可求得較具代表性之群波因子；如此一來則可得出該地區之參考群波因子。
- 七、造波時，波浪碰到障礙物會發生反射及折射現象，影響所致造波板前之波浪會產生變形，不再是原來設計之訊號振幅水位。此時就須要設計一套吸波系統來校正造波輸出信號。在造波板前加裝一至三支波高計，利用其所測得之波高值來做回饋修正。此種吸波系統基本上仍有軟體回饋修正和

利用硬體電路來做即時修正兩種方法,由於牽涉較廣,仍須再進一步分析。

參考文獻

1. Dean, R.G. & R.A. Dalrymple "Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists" pp.170-177, 1984.
2. Funke, E. R. and E.P.D. Mansard "On the Syntheses of Realistic Sea States", Proc. 17th coastal Eng. Conf., pp. 2974-2991, 1980.
3. Mase, H. and Y. Iwagaki "An Analysis of Wave Data for Wave Grouping", Coastal Eng. in Japan, JSCE, Vol. 27, pp.83-96, 1984.
4. Ou, S.H. "Parametric Determination of Wave Statistics and Wave Spectrum of Gravity Waves", Dissertation, Cheng Kung University, 1977.
5. Ursell, F. and R.G. Dean and Y.S. Yu "Forced Small Amplitude Water Wave: A Comparison of Theory and Experiment", J. Fluid Mech., Vol 7, pt..1, 1960.
6. 湯麟武, 「波浪學綱要」, 成功大學台南水工試驗所研究論文, No.11, 1986.
7. 簡仲璟, 「近岸波浪頻譜形狀與其非線性研究」, 國立交通大學土木工程研究所博士論文, 1994。
8. 林志明, 「群波電腦模擬」, 國立成功大學水利及海洋工程研究所碩士論文, 1990。
9. 徐仕昇, 「群波模擬」, 國立成功大學水利及海洋工程研究所碩士論文, 1990。
10. 陳明宗, 「離散式哈特立轉換之研究」, 台灣省政府交通處港灣技術研究所, 1991。
11. 劉裕欽, 「Turbo C電腦繪圖」, 松崗書局, 199。
12. 施威銘研究室, 「CLIPPER 5X程式設計實例」, 旗標出版公司, 1992。

結 論

本研究分三個子題，分別探討(一)消波式岸壁港池之波場數值推算研究，(二)直立堤水深前非對稱溝渠上之波浪特性研究，(三)不規則波浪模擬系統之研究。其重要結論敘述如下：

1. 以理論解析及數值解析分別探討浮體對多孔消波體波能消散之影響。多孔消波體由單層或多層孔隙牆與不透水直立壁組成含一個或多個消波室之消波體設計。消波體前存在一不隨波浪運動之方形或不規則形狀浮體(或浮板)。以理論解析由多層多孔牆與不透水壁組成消波體，放置於等水深半無限長區域之末端，受波浪作用之反射係數，主要受入射波參數 C_0 、波長(週期)、每個消波室寬度($d_2/L, d_3/l..$)、每個多孔牆厚度($b_1/h, b_2/h..$)及每個多孔牆特性參數(包括孔隙率 ϵ 、摩擦係數 f 及慣性係數 s)。等因素影響。若有浮體(或浮板)存在於消波體前，則浮體之寬度 d_1/L 、厚度 b_0/h 及高度 h_b/h 對反射係數皆為重要影響因素。對於多孔消波體之波能消散特性，消波室發揮甚大的能量轉移功能，多孔牆發揮甚大的能量消滅功能。對特定的波浪(C_0)及多孔牆特性參數(ϵ, s, f)，由無因次消波室寬度($d_1/L, d_2/L, d_3/L..$)與無因次多孔牆厚度($b_1/h, b_2..$)之關係，可求得較佳之消波條件。而消波體前之浮體，將可能改變消波特性。
2. 為解析多孔消波體港池之波能消散特性及共振特性變化，本文建立使用簡易之等水深模式及較完整之不等水深模式，兩個數值模式在退化為不透水岸壁港池，與往昔部份學者之數值解、理論解比較時，皆得到合理的印證。根據數值計算結果，單層多孔板之消波體岸壁矩形港池，當波室寬度為四分之一修正波長時，岸壁之阻尼係數 α 為實數，在各共振點之擴大率隨 G_0 值之增大，遠較不透水直立壁港池之擴大率為小，而且隨 G_0 之些微增大，擴大率迅速的減小，但共振點發生之位置改變並不明顯，而在 $G_0=1$ 時，波能幾乎已完全消散，共振現象完全消失。當消波室寬度不為四分之一修正波長時，消波岸壁之阻尼係數 α 為複數，在與不透水直立壁港池比較結果，發現隨 G_0 值之改變，不但改變共振點之擴大率值，而且明顯的改變共振點發生之位置。而這些共振特性變化，主要由消波岸壁之阻尼係數決定，阻尼係數為複數，其虛部改變共振週期，正值時減小共振週期，負值時則增長共振週期，而且隨其絕對值之增大共振週期變動加大；阻尼係數之實部則

改變共振之振幅大小，其絕對值愈大能量消散愈大，共振之振幅愈小。以單層多孔牆之消波體設計於港池內壁，並與不透水直立壁港池比較其在波浪作用下之共振曲線變化情形。本文發現這類型之港池，不但改變共振點之擴大率值，而且明顯的改變共振週期。而這些港池波能消散現象及共振週期之特性變化，主要仍由消波岸壁之阻尼係數決定，而與港池形狀、水位高度、消波室寬度、多孔牆厚度、多孔牆特性參數及共振週期長短等因素有關；對不規則形狀之港池，因其關係甚為複雜，無法求得其簡易關係式，僅有賴數值方法計算。

3. 波浪與透水結構物之交互作用，非線性效應及消散波成份，在結構物之慣性及摩擦效應較大時，甚為重要；理論解析非線性效應之影響及數值計算透水岸壁港池納入散射波效應，值得進一步研究。而波浪作用於透水性港池岸壁之方向，因繞射及可能多次反射，甚為複雜，如何描述波浪作用於消波體岸壁之邊界條件，也值得進一步探討。
4. 由數值模式推算現有花蓮港之共振現象，顯示港內發生共振之週期甚多。而且港內不同位置之可能發生共振週期並不完全一致，對某一共振週期可能某一點發生共振甚明顯，另一點共振現象則不明顯，但對另一個共振週期，則同樣兩個位置點可能發生相反現象。花蓮港港池岸壁計有棧橋式，萬代福式，多孔牆式，水泥牆式等不同岸壁形態，其消波特性不同，因此反射係數不相同，但決定反射係數最大的另一個重要因素為波浪週期(波長)，萬代福式之岸壁對週期10~20秒之波浪而言，其反射係數可能在0.50以下，但對波浪如150秒以上之長週期波浪而言，其反射係數應僅略小於1，其消波之能量甚微小。反射係數之大小也是決定共振點放大係數之一個重要因素，因此計算港池共振現象，岸壁反射係數之決定為影響實際大小之重要因素。
5. 改善港池靜穩度或降低共振幅度一般實施方法可在外海增建(增長)防波堤或離岸堤，提高遮蔽效果，或改善岸壁消波能力，如取用透水式、棧橋式，以減低共振效果。但以上二種方法，對改善10幾秒週期之較短波浪或許可行，但長如50秒，甚至150秒之長波，此二種改善方法之效果就甚為有限，如針對波高較大之颱風波浪則效果可能又更不佳，如何改善長波造成之港池不穩定，是一項較複雜之問題。改變港池形狀或是改變特徵長度以改變共振點發生之週期位置，也是改善港池靜穩度一種方法。但針對現有花蓮港要改變形狀而達到有效改變共振點位置並不容易，而且對港池之現有配置改變太大，並不符經濟效益。

6. 無直立堤情況，溝渠規模一即溝渠之深與寬對波浪特性影響性甚大，深且寬之溝渠造成之反射係數普遍較淺且窄之溝渠所造成者為大；此意謂淺又窄之溝渠波浪較易透過，而寬且深之溝渠較易造成波浪反射。一般而言，溝渠寬度會影響反射係數隨入射波浪特性變化之函數分佈型態，而深度則直接影響反射係數之大小；折射係數之受影響性與反射性恰相反。當水深非對稱溝渠兩側之水深若由深向淺變化，則因地形引起之基本反射率約為6%，若由淺向深變化，則基本反射率約為3%，當然以上基本反射率之值會隨溝渠規模而變。基本反射率存在意謂無論深水波或淺水波，只要溝渠地形存在且為非對稱，則入射波浪將或多或少被反射。水深非對稱溝渠會增加具中間水深特性之入射波浪之透射係數大小。
7. 溝渠地形下，不透水直立堤之存在將造成溝渠入射區之反射係數皆等於一，此意謂不透水直立堤會無視溝渠地形之存在而反射所有入射能量。此時不透水直立堤與溝渠地形間將形成入射波透過溝渠後之多重反射區。溝渠地形後，不透水直立堤前之透射係數會因直立堤位置之變化而隨入射波特性變化。些微之入射波特性改變在直立堤與溝渠中心距愈遠時變化愈激烈且愈敏感，當溝渠與直立堤距相當於一倍渠寬時，透射係數隨入射波特性變化之敏感度會降低，且淺水長波之透射率會小於一，而中間水深以上波浪透射率一般會大於一。
8. 非對稱溝渠地形後，不透水直立堤前之波浪透射係數與直立堤不存在時之透射係數關係甚密切。基本上直立堤不存在時之透射係數在合成以透射波反向入射之多次反射係數結果後，綜合可得其值。在不透水直立堤前，當直立堤遠離溝渠中心三倍渠寬距離後，淺水長波入射所得之透射係數最大值可達2.79（此值堤渠距為20，溝渠前深後淺）。
9. 一套系統軟體完成後，當須要執行系統維護工作時，如功能增加、刪減或更動等，常是一件煩人的事項。若能利用資料驅動技術以一個通用的整合發展環境來製作軟體，則無論是發展系統軟體，或是進行維護，都將是一件輕鬆的工作。常用的造波模擬波譜都是用該波譜的單一區域模式，如JONSWAP波譜則以Ou之台灣沿岸模式為主。在考慮不同地區、不同水深、不同波浪特性下，若能獲得各地區充分的現場波浪資料，將其波譜正規化，並加以疊代以求出其代表性形狀；再套用通用型標準波譜模式來獲得其參數值，即可得適用於當地之標準波譜模式。
10. 要平滑化造波系統之數位化輸出，較佳方法仍是以Cubic Spline內差方

式加多訊號振幅時序列之資料數,最少要達到1秒鐘有40點以上的資料量。再輔以小型積分電容電路之平滑化,可使數位化輸出之階梯狀電壓波形變成平滑波形,造波板也得以流暢的推動。爲了避免造波過程中,造波板啓動和停止時產生突波現象,可在訊號時序列之前端和結束端加上一些緩升、降降之資料,使造波板得以平滑啓動和停止。當然,所加之資料僅能是少量,不能影響原始時序列;最大資料量不得超過半個週期。

11. 群波特性是波浪模擬上的一個頗重要的因素,而其程式之製作流程已漸趨成熟。但是若能在其函式或子程式中加入適當的修正,如FFT改爲FHT; SIWEH製造時,將SIWEH產生序列之關係式做一些修正....等,皆可減少各種時間的花費,而提昇效率。群波因子之選定,若能參考通用型標準波譜之模式,將各地區之現場波浪資料整理後,依其時間、季節或是大小波浪區分,可求得較具代表性之群波因子;如此一來則可得出該地區之參考群波因子。
12. 造波時,波浪碰到障礙物會發生反射及折射現象,影響所致造波板前之波浪會產生變形,不再是原來設計之訊號振幅水位。此時就須要設計一套吸波系統來校正造波輸出信號。在造波板前加裝一至三支波高計,利用其所測得之波高值來做迴饋修正。此種吸波系統基本上仍有軟體迴饋修正和利用硬體電路來做即時修正兩種方法,由於牽涉較廣,仍須再進一步分析。