

98-60-7414

MOTC-IOT-97-H2DA002

臺灣東岸港口共振現象改善方案 研究(4/4)



交通部運輸研究所
中華民國 98 年 5 月

98-60-7414

MOTC-IOT-97-H2DA002

臺灣東岸港口共振現象改善方案 研究(4/4)

著 者：徐進華

交通部運輸研究所

中華民國 98 年 5 月

98

臺灣東岸港口共振現象改善方案研究
(4/4)

交通部運輸研究所

GPN : 1009801297

定價 100 元

國家圖書館出版品預行編目資料

臺灣東岸港口共振現象改善方案研究.(4/4) /
徐進華著.-- 初版. -- 臺北市：交通部運
研所，民 98.05

面； 公分

參考書面：面

ISBN 978-986-01-8688-8(平裝)

1. 港埠管理 2. 波動 3. 數值分析 4. 台灣

443.2

98009302

臺灣東岸港口共振現象改善方案研究(4/4)

著 者：徐進華

出版機關：交通部運輸研究所

地 址：10485 臺北市敦化北路 240 號

網 址：www.ihmt.gov.tw (中文版>中心出版品)

電 話：(04)26587176

出版年月：中華民國 98 年 5 月

印 刷 者：良機事務機器有限公司

版(刷)次冊數：初版一刷 110 冊

本書同時登載於交通部運輸研究所臺灣技術研究中心網站

定 價：100 元

展 售 處：

交通部運輸研究所運輸資訊組•電話：(02)23496880

國家書店松江門市：10485 臺北市中山區松江路 209 號 F1•電話：(02)25180207

五南文化廣場：40042 臺中市中山路 6 號•電話：(04)22260330

GPN：1009801297

ISBN：978-986-01-8688-8 (平裝)

著作財產權人：中華民國(代表機關：交通部運輸研究所)

本著作保留所有權利，欲利用本著作全部或部份內容者，須徵求交通部運輸研究所書面授權。

交通部運輸研究所自行研究計畫出版品摘要表

出版品名稱：臺灣東岸港口共振現象改善方案研究 (4/4)			
國際標準書號 (或叢刊號) ISBN (平裝)	政府出版品統一編號 1009801297	運輸研究所出版品編號 98-60-7414	計畫編號 97-H2DA002
主辦單位：港灣技術研究中心 主管：邱永芳 計劃主持人：徐進華 聯絡電話：04-26587182 傳真號碼：04-26571329			研究期間 自 97 年 01 月 至 97 年 12 月
關鍵詞：花蓮港、共振現象改善方案、多區域邊界元素法、連續壓縮過程、緣岸波			
<p>摘要：</p> <p>為解決臺灣東岸港口極為嚴重的港池共振問題，並考慮此一共振可能是由緣岸波直接或間接引發，本研究乃發展一種包含多區域邊界元素法及連續壓縮過程的數值方法。此種方法較易處理複雜的幾何，且可使計算領域大小不受電腦記憶體及硬碟容量的限制，故可數值模擬複雜的港形及沿海岸線無限延伸的海底斜坡，後者乃為計算一穩定緣岸波波列之所需。應用目前的電腦程式，我們針對花蓮港目前的港形以及四種新的佈置加以計算，其結果顯示，若僅小幅度改變花蓮港港內佈置，無法有效改善其共振現象，故有必要在港外，沿垂直海岸線方向，築一道防波堤來阻擋緣岸波行進至港的入口附近。此一港外方案仍需經由數值計算來估計其效果，其結果顯示，由於緣岸波的能量較集中在岸邊，故此一防波堤即使長度小於 1 公里，仍可有效改善花蓮港的共振現象。因此本計畫建議，未來先應用一種簡單的測量方法來檢驗花蓮港附近之周期超過 100 秒的長波是否主要為緣岸波，若其結果屬實，則即使此一驗證乃為間接，且非嚴密，但因建一道短的防波堤之成本不高，且可供民眾遊憩，故應可逕行施工，以觀後效。</p> <p>成果效益：</p> <p>本計畫所發展的數值模式，可使計算領域大小不受電腦記憶體及硬碟容量的限制，且可採用非結構性的網格以處理複雜的幾何，故可應用於十分廣泛的情況。應用此種數值模式，我們已找出一種可有效降低花蓮港共振現象的方案，因此可望解決花蓮港在颱風來襲時，船隻皆需出港避難的現象，故對臺灣東部的海運及經濟發展有幫助。</p> <p>後續應用：</p> <p>花蓮港港務局可根據本計畫的結論與建議，先委託運輸研究所、成功大學或臺灣海洋大學進行現場觀測，若結果如預期，則可再委託一工程顧問公司規劃與設計上述之防波堤，使其能有效改善花蓮港的共振現象，並兼具休閒與觀光的價值。</p>			
出版日期	頁數	定價	本出版品取得方式
98 年 5 月	98	100	凡屬機密性出版品均不對外公開。普通性出版品，公營、公益機關團體及學校可函洽本所免費贈閱；私人及私營機關團體可按定價價購。
<p>機密等級：</p> <p><input type="checkbox"/> 密 <input type="checkbox"/> 機密 <input type="checkbox"/> 極機密 <input type="checkbox"/> 絕對機密</p> <p>(解密條件：<input type="checkbox"/> 年 月 日解密，<input type="checkbox"/> 公布後解密，<input type="checkbox"/> 附件抽存後解密， <input type="checkbox"/> 工作完成或會議終了時解密，<input type="checkbox"/> 另行檢討後辦理解密)</p> <p><input checked="" type="checkbox"/> 普通</p>			
備註：本研究之結論與建議不代表交通部之意見。			

**PUBLICATION ABSTRACTS OF RESEARCH PROJECTS
INSTITUTE OF TRANSPORTATION
MINISTRY OF TRANSPORTATION AND COMMUNICATIONS**

TITLE: Methods for the Reduction of Resonance of the Harbors on the Eastern Coast of Taiwan (4/4)			
ISBN(ORISSN) ISBN (pbk.)	GOVERNMENT PUBLICATIONS NUMBER 1009801297	IOT SERIAL NUMBER 98-60-7414	PROJECT NUMBER 97-H2DA002
DIVISION: HARBOR & MARINE TECHNOLOGY CENTER DIVISION DIRECTOR: Chiu Yung-fang PRINCIPAL INVESTIGATOR: Shyu Jinn-hwa PHONE: 886-4-26587182 FAX: 886-4-26571329			PROJECT PERIOD FROM January 2008 TO December 2008
KEY WORDS: Hawlien Harbor; Methods for reduction of harbor resonance; Multizone boundary element method; Sequential condensation process; Edge waves.			
ABSTRACT: <p>To solve the problem of the severe resonances of the harbors on the eastern coast of Taiwan, which are likely induced by edge waves, a numerical scheme involving the multizone boundary element method and a sequential condensation process is developed, which can make the simulation of complex topographies much easier and allow the computations in a large domain even when the computer memory and hard disks have only a limited capacity. This large domain is necessary when an infinitely long sloping beach for the propagation of a stationary edge wave train is under consideration here. The resulting computer program is applied to simulate the current topography as well as four revised ones of Hawlien Harbor, indicating that the resonances of Hawlien Harbor cannot be reduced effectively by a slight change of its inside topography. Therefore an alternative to build a pier to shelter the harbor from the edge waves has subsequently been simulated and the results indicate that even when the length of the pier is less than one kilometer, this pier can lead to a significant reduction in harbor resonance. Consequently, to make this plan practical, a simple method has also been suggested to provide a field evidence that the resonances of Hawlien Harbor are indeed induced mainly by edge waves. This evidence, even if it can be obtained, is still indirect and far from being rigorous, but since this pier can be built at a low cost and also for pleasure, it is worthwhile to materialize this plan on this evidence and then observe its effects.</p>			
BENEFIT: <p>This study has developed a numerical scheme, which is applicable even when the domain is necessarily large and the capacity of the computer memory and hard disks is limited. This scheme also has the advantage of requiring no structured grids. By using this scheme, an effective strategy to reduce the resonances of Hawlien Harbor has been found, which can benefit the sea transport and the economy in the eastern part of Taiwan.</p>			
APPLICATION: <p>Following the conclusions and suggestions of this report, the Hawlien Harbor Bureau can financially support the Institute of Transportation, the Cheng Kung University or the Taiwan Ocean University to conduct the field measurements suggested above. If the results are as expected, an engineering consultants company can subsequently be chosen to design the above-mentioned pier for reduction of harbor resonance and for pleasure too.</p>			
DATE OF PUBLICATION May 2009	NUMBER OF PAGES 98	PRICE 100	CLASSIFICATION <input type="checkbox"/> RESTRICTED <input type="checkbox"/> CONFIDENTIAL <input type="checkbox"/> SECRET <input type="checkbox"/> TOP SECRET <input checked="" type="checkbox"/> UNCLASSIFIED
The views expressed in this publication are not necessarily those of the Ministry of Transportation and Communications.			

目 錄

中文摘要表	I
英文摘要表	II
圖目錄.....	IV
第一章 前言	1
第二章 緣岸波引發港池共振現象之控制方程式	4
第三章 入射之緣岸波	8
第四章 多區域邊界元素法及連續壓縮過程	12
第五章 網格產生的方式	18
第六章 目前的數值解和以往的解之比較	21
第七章 花蓮港共振現象改善方案數值分析	24
7.1 港內方案	25
7.2 港外方案	26
第八章 結論與建議	28
參考文獻	30
附錄一 審查意見回覆	71
附錄二 簡報內容	75

圖目錄

圖一、示意圖。細實線表岸邊斜坡與外海等深區之分隔線.....	31
圖二、遠離港口地區之海底地形.....	32
圖三、當海底地形如圖二所示時，緣岸波之離散關係式。虛曲線表cut-off frequency, 虛直線顯示 $\omega = 2\pi/160\text{rad sec}^{-1}$ 之位置.....	33
圖四、由圖三之S點所代表的緣岸波之 profile.....	34
圖五、多區域邊界元素法及連續壓縮過程解說圖.....	35
圖六、示意圖.....	36
圖七、六節點三角形邊界元素.....	37
圖八、海底及自由表面上之網格型態.....	38
圖九、海岸線上及其對面邊界上之網格型態.....	39
圖十、垂直海岸線的邊界上之網格型態.....	40
圖十一、矩形港池之振幅放大率。曲線表Mei(1983)的解析解, 圓圈表目前 的數值解.....	41
圖十二、圓形港池之底部及自由表面上的真實網格型態.....	42
圖十三、示意圖.....	43
圖十四、圖十三中P點之振幅放大率。曲線表 Lee(1971)的數值解, 圓圈表 目前的數值解.....	44
圖十五、圓形港內分區狀況.....	45
圖十六、類似於圖十四, 但目前的圓圈表圓形港內分區後所獲得的數值解.....	46
圖十七、Long Beach Harbour 內之第一種分區方式.....	47
圖十八、在圖十七之分區方式下所獲得Long Beach Harbour 內A點之 振幅放大率。曲線表 Lee(1971)之數值解, 圓圈表目前的數值解.....	48
圖十九、Long Beach Harbour 內之第二種分區方式.....	49
圖二十、在圖十九之分區方式下所獲得Long Beach Harbour 內A點之 振幅放大率。曲線表 Lee(1971)之數值解, 圓圈表目前的數值解.....	50
圖二十一、花蓮港不分區時, 為適用目前的數值方法而將漁港忽略後之港形.....	51
圖二十二、花蓮港不分區時, 應用目前的數值方法所獲得的解.....	52
圖二十三、花蓮港分為18個分區之狀況.....	53

圖二十四、針對圖二十三之分區狀況，應用目前的數值方法所獲得的解 (三角形符號)。圓圈表圖二十二的結果.....	54
圖二十五、花蓮港分為21個分區之狀況.....	55
圖二十六、針對圖二十五(圓圈)與圖二十三(三角形)之分區狀況，應用 目前的數值方法所獲得的解.....	56
圖二十七、花蓮港內自由表面上的網格.....	57
圖二十八、針對圖二十五之分區狀況，將各分區內之節點數減少所獲得 的解(三角形)。圓圈表節點數未減少時的解.....	59
圖二十九、改變花蓮港入口方向之方案，但其位置與原來者相距不遠.....	60
圖三十、針對圖二十九方案，應用目前的數值方法所獲得A點之振 幅放大率。曲線表由圖二十八之三角形所連成的線.....	61
圖三十一、改變花蓮港入口方向及位置的方案.....	62
圖三十二、與圖三十類似，但改為針對圖三十一之方案.....	63
圖三十三、改變花蓮港港形之方案，但入口寬度不變.....	64
圖三十四、與圖三十類似，但改為針對圖三十三之方案.....	65
圖三十五、改變花蓮港港形及入口寬度的方案.....	66
圖三十六、與圖三十類似，但改為針對圖三十五之方案.....	67
圖三十七、與圖三十類似，但改為針對在港外沿垂直海岸線方向築一 道防波堤之方案.....	68
圖三十八、在圖三十七中，當 $ka = 0.81$ 時，變化港外防波堤之長度 L_x 所獲得的結果。直線代表圖三十七中的曲線在 $ka = 0.81$ 時的結果.....	69
圖三十九、與圖三十八類似，但改為變化港外防波堤之位置 L_y	70

第一章 前言

位在臺灣東岸的花蓮港和蘇澳港，在颱風來襲時，即使其暴風圈離港口尚遠，港內仍經常發生劇烈的長週期振盪。此種振盪可能是由波長較長的湧浪，以一種波群的方式行進到近岸，因海底坡度不連續，在當地引發波長更長且自由行進的亞重力波 (infragravity waves)，然後再由其引發港內海水共振運動所造成。需強調的是，此種自由行進的亞重力波由於波長甚長，故無法在深海由風的應力直接產生。

上述在臺灣東部近岸海底之坡度不連續處所產生的亞重力波，其大多數成份波將在岸邊直接被反射回深海，但因臺灣東部具有一段相當長且直的海岸線，故仍有一些成份波，因滿足緣岸波 (edge waves) 之離散關係式，而被 trapped 在岸邊，形成沿海岸線行進之緣岸波。這些緣岸波在由南向北行進的過程中，由於不斷有新的能量加入，因此當行進到花蓮港附近時，其能量可增為相當大，故花蓮港和蘇澳港之強烈長週期振盪，可能主要由此種緣岸波直接或間接引發。

有關緣岸波在臺灣東岸存在的現場證據，由於需使用一大規模的儀器陣列來觀測，目前尚無法獲得，但國外確有現場證據顯示，在某些近岸海域內所發生的亞重力波主要為緣岸波 (Huntley, Guza & Thornton 1981)。另一方面，由短波群引發緣岸波的理論可參考 Schäffer (1994)，其結果顯示，當地形變化僅為一維 (僅沿垂直海岸線方向有變化)，故海岸線為無限延伸時，若不考慮摩擦效應，緣岸波的振幅將為無窮大。因此，當臺灣東部具有一段相當長且直 (即使並非完美) 的海岸線時，緣岸波的能量確可能相當大 (特別是在颱風來襲時)。

若花蓮港和蘇澳港的長週期振盪主要是由緣岸波直接或間接引發，為降低此種振盪，我們可採用兩種方法：第一種方法是改變港的形狀，使港內的振幅放大率降低，但若港外入射波的振幅已經相當大，則即使振幅放大率稍微降低，其效果亦有限，況且若港的形狀需大幅改變方能達到此目的，則可能因成本與利益比太高而無法實現，故此時需採用下面一種方法。

第二種方法是考慮緣岸波的能量較集中在岸邊，故我們或可在臺灣東岸，沿垂直海岸線方向，築一道防波堤來阻擋緣岸波北上。此防波堤可能不需很長即可阻擋大部份緣岸波的能量，因此較易實施，但我們仍需用實驗或數值計算的方法來決定此一防波堤的長度。由於緣岸波不易在實驗室內單獨產生，故目前我們僅能用數值方法來估計此一防波堤所需的長度，但因緣岸波僅能在一岸邊斜坡上存在，故在數值計算中，港外水深需為非等深，且因目前所考慮的緣岸波乃為一行進 (非駐波) 且穩定的波列，故在數值計算中須假設此一岸邊斜坡乃沿著海岸線無限延伸，因此目前我們無法應用以往將全部海域或一有限範圍以外的海域視為等深的數值方法。

由於目前的計算須考慮波浪受地形影響發生繞射與散射現象，故我們在計算時須事先將一封閉領域之所有邊界上的邊界條件加以設定。這些邊界條件有些（如岸壁上之 no-flux condition）可輕易決定，有些（如外部邊界上的條件）則無法事先獲得。為解決此問題，且當遠方海域無法被視為等水深時，我們必須選擇一個很大的領域（其半徑至少為波長的三倍以上），然後將原來適用於無窮遠的條件應用在此一領域之外部邊界上，做為其邊界條件的近似。另一方面，在數值計算中，為獲得準確的解，節點與節點間的距離又必須遠小於波長，因此上述兩種需求將使數值模式中所產生的矩陣之階數極大，因而無法將其全部元素一次存放於電腦記憶體內。為解決此問題，以往是將它們先存放在電腦硬碟中，然後再分批傳送至記憶體內進行運算。

上述作法特別適合有限差分法 (finite difference method)，因為由此種方法所產生的矩陣為 tridiagonal，故其每一列元素中僅有三個元素不等於零，需存放於硬碟中，因此可節省大量硬碟容量，使計算領域的大小亦不受硬碟容量的限制，但差分法一般皆使用結構性的網格 (structured grids)，故不易處理複雜的地形，因此目前我們並未採用此種將一個矩陣之所有非零的元素分批傳送至記憶體的方法，而改為將全部領域分割為許多分區，再經由考慮分區與分區之交界面上的連續條件來連結各分區內之聯立方程式，而為了避免連結後又形成一個大的聯立方程式，一種連續壓縮的過程將被使用，使所有新舊矩陣的階數皆維持很小，因此每一個矩陣之全部元素皆可一次存放於電腦記憶體內。更有甚者，由於此時所有矩陣元素的總數目僅和分區數目（亦即領域面積）之一次方成正比（而以往的方法，若矩陣不為 tridiagonal，則和領域面積之二次方成正比），故可節省大量硬碟容量，因此目前所採用的分區方法，即使未使用有限差分法來將偏微分方程轉換為聯立代數式，亦可使領域大小不受電腦硬碟容量的限制。

目前我們所採用的將偏微分方程轉換為聯立代數式的方法乃為邊界元素法 (boundary element method)，此一方法可很自然地描述分區與分區交界面上的邊界條件，故有利於將各個分區加以連結，而且此種方法可採用非結構性網格，因此較易處理複雜的幾何。

上述邊界元素法，包括分區的方法，在 Kane(1994) 中有詳盡的介紹，故目前僅在第四章中略加說明，而將其重點放在解說如何進行連續壓縮的過程，但在說明這些數值方法以前，我們先在第二章介紹目前所欲求解的控制方程式，包括其邊界條件。由於這些邊界條件有些和入射的緣岸波有關，故在第三章我們將針對目前所考慮的地形，導出入射的緣岸波之波形與離散關係式，這些公式即被用來設計目前的電腦程式，而程式中所採用的網格產生方式則介紹於第五章。應用目前的電腦程式，我們先在第六章針對一些規則形狀的港池以及美國加州之 Long Beach Harbour 加以計算，並將其結果和

Mei(1983) 的解析解以及 Lee(1971) 的數值解比較。此一比較將顯示, 即使港的形狀不規則, 應用目前的電腦程式仍可獲得相當準確的數值解, 故在第七章第一節我們乃應用它, 針對花蓮港目前的港形以及四種修改後的港形進行數值計算, 其結果顯示, 這些方案或不足以明顯降低花蓮港的共振現象, 或需大幅改變花蓮港的形狀方可達到其目的, 因此接下來在第七章第二節我們改為考慮在港外沿垂直海岸線方向築一道防波堤的方案, 而經由數值模擬顯示, 此一方案確可有效降低花蓮港 (甚至蘇澳港) 的共振, 但此一方案是否可行, 仍需視花蓮港和蘇澳港的共振是否主要由緣岸波直接或間接引發而定, 故在第八章中我們除了總結以上的討論外, 亦建議一種簡單的測量方法來現場驗證此一重要現象, 並說明此種測量方法的限制與意義。

第二章 緣岸波引發港池共振現象之控制方程式

當入射波之波長與水深相比甚長時，我們可求解三維的 Laplace equation 或二維之長波方程式，兩者可獲得相近的結果。但因目前我們將採用第四章所介紹的多區域邊界元素法及連續壓縮過程，而二維的長波方程式不具有邊界元素法所需之 fundamental solutions (其定義如第四章所述)，因此目前我們直接求解三維的 Laplace equation

$$\nabla^2 \phi = \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0, \quad (2.1)$$

其中 $\phi(x, y, z, t)$ 表流勢函數。

為簡化問題，我們採用線性波近似，故在自由表面上的運動及動力邊界條件分別為

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad \frac{\partial \phi}{\partial t} + g\zeta = 0 \quad (z = 0), \quad (2.2)$$

其中 ζ 表水面位移， g 表重力加速度， $z = 0$ 則表平均水面的位置。由於線性波的假設，我們亦僅需考慮單一頻率的波做為入射波，且因我們目前僅求解穩定狀態下的港內外振盪，故在每一點上的 ϕ 和 ζ 隨時間的變化皆可表為 $e^{-i\omega t}$ ，其中 ω 即為入射波的頻率。因此 (2.2) 中的兩式可合併為

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\omega^2}{g} \phi \quad (z = 0). \quad (2.3)$$

上式中僅包含 ϕ ，而未包含 ζ ，故可直接被用來求 (2.1) 式的唯一解。另外，在任何剛性邊界上，包括在海堤面及海床上，其邊界條件即為 no-flux condition

$$\partial \phi / \partial n = 0, \quad (2.4)$$

其中 n 表垂直邊界方向的座標。

上述的邊界條件已足夠應用在港內所有邊界上，但在港外，特別是在其外部邊界 (outer boundary) 上，其邊界條件仍有待決定。為達到此目的，我們將港外的 ϕ 表為

$$\phi = \phi_i + \phi_d, \quad (2.5)$$

其中 ϕ_i 表行進在一簡單地形上的緣岸波，亦即為入射波 (其原因將在下一段文字中說明)， ϕ_d 則代表因港的存在，以及因實際地形與上述簡單地形不同，所產生的擾動。由於 ϕ_i 滿足 Laplace equation (2.1)，故 ϕ_d 亦同樣滿足此一線性且為 homogeneous 的方程式。同理，由 (2.3) 式， ϕ_d 亦滿足以下的自由表面之邊界條件

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial z} = \frac{\omega^2}{g} \phi_d \quad (z = 0). \quad (2.6)$$

由於離港口甚遠地區之實際地形，對港內及離港很近區域內的解，除了在決定入射波的特性與大小外，影響很小，故我們可以假設在離港口很遠的地區，其海岸線如圖一所示，乃為一條直線，其海底地形則為一簡單之一維地形。在此種情況下，由遠方入射的緣岸波 ϕ_i 之空間分佈可應用解析的方法或半解析半數值的方法事先獲得。目前我們所考慮的一維地形如圖二所示，而其 ϕ_i 的分佈則將在下一章導出。此一分佈因滿足在岸壁及海底上 $\partial\phi_i/\partial n = 0$ 之邊界條件，故在此一遠離港口的區域，由 (2.4) 和 (2.5)， ϕ_d 在岸壁及海底亦滿足

$$\partial\phi_d/\partial n = 0 \quad (2.7)$$

此一邊界條件。

然而，在港口附近，若實際海岸線或防波堤凸出於外海，則由它們所造成的波浪場變化，將直接影響港內的振盪，故為了計算後者，這些離港口不遠的地形變化有時須加以考慮。為達到此目的，在這些向外海凸出的岸壁或防波堤堤面上，由 (2.4) 和 (2.5)， ϕ_d 須滿足

$$\partial\phi_d/\partial n = -\partial\phi_i/\partial n \quad (2.8)$$

此一邊界條件，而非 (2.7)。上式中的 ϕ_i 乃為已知，故上式確為 ϕ_d 之一實際可用的邊界條件。

另外，在港口附近也可能存在一些內凹的海灣，這些海灣也可能直接影響港內的振盪，因此須加以考慮。在這些海灣內，我們必須如同在港內一樣，求解原來的流勢函數 ϕ ，而非 ϕ_d ，而在此種海灣的入口處以及港的入口處，亦即在圖一的 \overline{AB} 界面上，可令港 (或灣) 內的 ϕ 和港 (或灣) 外的 ϕ_d 滿足以下的連續條件

$$\phi|_{x=0^-} = \phi_i|_{x=0^+} + \phi_d|_{x=0^+}, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}|_{x=0^-} = \frac{\partial\phi_i}{\partial n}|_{x=0^+} + \frac{\partial\phi_d}{\partial n}|_{x=0^+}. \quad (2.10)$$

由於 $(\partial\phi_i/\partial n)|_{x=0^+} = 0$ ，故 (2.10) 式可化減為

$$\frac{\partial\phi}{\partial n}|_{x=0^-} = \frac{\partial\phi_d}{\partial n}|_{x=0^+}. \quad (2.11)$$

以上的公式已提供所有位在內部邊界 (interior boundaries) 上的邊界條件，接下來我們將考慮 ϕ_d 在無窮遠處的條件，這些條件在實際數值計算時，將被應用在一個大領域之外部邊界 (outer boundaries) 上做為其近似的邊界條件。

爲明確討論計，我們令入射的緣岸波在圖一中朝正 y 軸方向行進。由於在離海岸線一段距離以外之水深已變爲等深，故在離港口無窮遠處，除了在岸邊斜坡上及其附近， ϕ_d 應僅含屬於 leaky modes 的波，且這些 leakage 應僅發生在離港口不遠的岸邊斜坡上（因在離港口較遠的岸邊斜坡上應僅存屬於 trapped modes 的緣岸波）。因此，在無窮遠，但非在岸邊斜坡上， ϕ_d 可滿足 Sommerfeld radiation condition

$$(k_l r)^{1/2} \left(\frac{\partial}{\partial r} - ik_l \right) \phi_d \rightarrow 0 \quad \text{when} \quad k_l r \rightarrow \infty, \quad (2.12)$$

其中 (r, θ) 表圖一中的極座標， k_l 表在此一等深海域內 leaky modes 之 wave-number。應用上式，我們在實際計算時，即可在一個大領域之外部邊界上（但非在岸邊斜坡上），將其邊界條件定爲

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial n} \approx \frac{\partial \phi_d}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial n} \approx ik_l \phi_d \frac{\partial r}{\partial n}. \quad (2.13)$$

另一方面，在離港口無窮遠的岸邊斜坡上，應僅存屬於 trapped modes 的緣岸波，且它們的振幅已不再改變。因此，當 $y \rightarrow \infty$ ，在此斜坡上的 ϕ_d 可表爲

$$\phi_d = e^{-i\omega t} \sum_{j=1}^m a_j \psi_j(x, z) e^{ik_{y_j} y}, \quad (2.14)$$

其中 k_{y_j} 代表 mode 爲 j 之緣岸波在 y 方向上的 wave-number， a_j 表此一 mode 之緣岸波的振幅（乃爲複數）， $\psi_j(x, z)$ 則代表此緣岸波之流勢函數在 x -和 z -方向上的分佈。當頻率 ω 以及圖二所示的一維地形給定後，上式中的 k_{y_j} ， $\psi_j(x, z)$ 以及在此一地形上所有可能存在的緣岸波之 modes 的數目 m （乃爲有限），皆可應用解析的方法事先決定。應用其結果，且在外部邊界上屬於斜坡的位置選擇 m 個點，我們即可建立一組包含 m 個方程式的聯立方程式，此組聯立方程式若使用矩陣的符號可表爲

$$\{\phi_d\} = [C] \{a\}, \quad (2.15)$$

其中 column vector $\{\phi_d\}$ 之各個分量（或元素）乃表 ϕ_d 在此 m 個點上的值， $\{a\}$ 的分量則爲(2.14) 中的 a_1, a_2, \dots, a_m ，而 square matrix $[C]$ 中的元素則可經由將此 m 個點的座標 (x, y, z) 代入 $\psi_j(x, z) e^{ik_{y_j} y}$ ， $(j = 1, 2, \dots, m)$ 而事先決定。

上式中的 $\{\phi_d\}$ 和 $\{a\}$ 皆未知，但由(2.14)，

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial y} = e^{-i\omega t} \sum_{j=1}^m ia_j k_{y_j} \psi_j(x, z) e^{ik_{y_j} y},$$

故應用相同的方法，我們亦可獲得

$$\left\{ \frac{\partial \phi_d}{\partial y} \right\} = [D] \{a\}, \quad (2.16)$$

其中 $[D]$ 是將上述 m 個點的座標代入 $ik_{yj}\psi_j(x, z)e^{ik_{yj}y}$, ($j = 1, 2, \dots, m$) 而事先決定。因此，儘管 $\{a\}$ 未知，應用(2.15) 和 (2.16) 我們仍可獲得一個 $\{\phi_d\}$ 和 $\{\partial\phi_d/\partial y\}$ 間的關係式

$$\left\{ \frac{\partial \phi_d}{\partial y} \right\} = [D][C]^{-1} \{\phi_d\}. \quad (2.17)$$

此一關係式可做為在岸邊斜坡上之外部邊界上的邊界條件。

需強調的是，在 (2.14) 中，某一個緣岸波分量將和入射波之 mode 相同，故可能代表入射波部份能量繞射進港內，使入射波通過港口後減少的部份，但由於此一振幅為負的分量之 phase 仍行進在正 y 方向，因此在 (2.14) 中所有 k_{yj} 前的符號皆為正。

另一方面，當 $y \rightarrow -\infty$ 時，在岸邊斜坡上，所有 ϕ_d 的分量皆行進在負 y 方向，故 (2.14) 此時必須改寫為

$$\phi_d = e^{-i\omega t} \sum_{j=1}^m b_j \psi_j(x, z) e^{-ik_{yj}y}. \quad (2.18)$$

應用上式及相同的方法，我們可同樣獲得適用在一個大領域之位於在岸邊斜坡上的外部邊界 (其 y 座標為負) 之邊界條件，其形式和 (2.17) 者相同。此一形式的邊界條件可適用在一般的情況，但在目前我們所考慮的如圖二所示的地形，(2.17) 可進一步簡化，其詳細情形及原因將在下一章說明。

第三章 入射之緣岸波

在本章中我們將考慮一個如圖二所示，在岸邊具有一垂直岸壁，而與其相接之海底平面斜坡，在向外延伸一段距離後，改爲一向外海無限延伸之水平海底地形。此一水平海底的假設除爲邊界條件 (2.13) 之所需外，亦可確保水深與波長比在各處皆很小，故使淺水近似得以適用於每一點，因此目前我們可針對此一維地形，求解二維的長波方程式，以獲得緣岸波的解。這些解可做爲入射的緣岸波以及 (2.14) 和 (2.18) 內所含的緣岸波之近似解，而這些近似解的誤差將隨水深與波長的比值減小而趨近於零。

線性的長波方程式可表爲

$$\nabla_h \cdot (gh \nabla_h \zeta) - \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = 0. \quad (3.1)$$

其中 $\nabla_h \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ 表水平方向的梯度， h 表水深。當上式中的未知函數 ζ 解出後，由 (2.2) 之第二式可知 $\phi(x, y, 0, t) = -ig\zeta(x, y, t)/\omega$ ，且因在淺水近似中 ϕ 在垂直方向上的變化可以忽略，故

$$\phi(x, y, z, t) \approx -\frac{ig}{\omega} \zeta(x, y, t) \quad (z \leq 0). \quad (3.2)$$

因此可將其代入第二章內的方程式。

由於在本章中我們僅考慮沿海岸線行進的緣岸波，故解的形式可表爲

$$\zeta = \eta(x) \exp[i(k_y y - \omega t)]. \quad (3.3)$$

代入 (3.1) 後產生

$$\frac{d}{dx} \left(gh \frac{d\eta}{dx} \right) + (\omega^2 - ghk_y^2) \eta = 0. \quad (3.4)$$

接下來我們針對圖二中的 I 區和 II 區分別求上式的解，然後在 $x = x_1$ 處將此兩個解加以連接，以決定其未定的係數。

首先在 I 區中，由於海底斜坡之斜率 h_x 爲定值，故在圖二所選擇的座標系統（與圖一者略爲不同）中，水深分佈可表爲

$$h = h_x x. \quad (3.5)$$

將 (3.5) 代入 (3.4) 並展開，可得適用於 I 區之方程式

$$x \frac{d^2 \eta}{dx^2} + \frac{d\eta}{dx} + \left(\frac{\omega^2}{gh_x} - k_y^2 x \right) \eta = 0. \quad (3.6)$$

爲求解上式, 我們進行以下的變數轉換:

$$\xi \equiv 2k_y x, \quad \eta = \exp(-\xi/2) f(\xi). \quad (3.7)$$

代入後可得

$$\xi \frac{d^2 f}{d\xi^2} + (1 - \xi) \frac{df}{d\xi} - a_I f = 0, \quad (3.8)$$

其中

$$a_I = -\frac{1}{2} \left(\frac{\omega^2}{gk_y h_x} - 1 \right). \quad (3.9)$$

上式乃爲 confluent hypergeometric equations 之一種, 又稱爲 Kummer's equation (參看 Abramowitz & Stegun 1972), 故其通解可表爲

$$f = AM(a_I, 1, \xi) + BU(a_I, 1, \xi), \quad (3.10)$$

其中 M 和 U 乃爲 Kummer functions.

另一方面, 在 II 區中, 由於水深 $h = \text{const} = h_1$, 故 (3.4) 式可化簡爲

$$\frac{d^2 \eta}{dx^2} + \left(\frac{\omega^2}{gh_1} - k_y^2 \right) \eta = 0$$

或改寫爲

$$\frac{d^2 \eta}{dx^2} - \lambda k_y^2 \eta = 0,$$

其中

$$\lambda \equiv 1 - \frac{\omega^2}{gh_1 k_y^2}. \quad (3.11)$$

上式之通解爲

$$\eta = C \exp\left(-\lambda^{\frac{1}{2}} k_y x\right) + D \exp\left(\lambda^{\frac{1}{2}} k_y x\right)$$

或應用 (3.7) 之第一式將獨立變數改爲 ξ :

$$\eta = C \exp\left(-\lambda^{\frac{1}{2}} \xi/2\right) + D \exp\left(\lambda^{\frac{1}{2}} \xi/2\right). \quad (3.12)$$

若 $\lambda < 0$, 由 (3.12) 及 (3.3) 所代表的解乃爲兩行進波, 且它們的相位速度爲 $(gh_1)^{1/2}$ 。由於此兩個行進波的振幅在各點皆相同, 故它們並非是能量限制在岸邊附近的緣岸波,

表緣岸波僅能發生在 $\lambda > 0$ 的情況，因此由 (3.11) 可知，若緣岸波要存在，其頻率最大僅能為 $\omega^2 = gh_1 k_y^2$ 。此一頻率代表一種 cut-off frequency。

當 $\lambda > 0$ 時，在 (3.12) 中的最後一項將向外海方向指數成長，故與實際狀況不合，因此可確定 $D = 0$ ，故在II區內的解為

$$\eta_{II} = C \exp\left(-\lambda^{\frac{1}{2}}\xi/2\right), \quad (3.13)$$

而在I區內，由(3.7) 及 (3.10)，其解為

$$\eta_I = A \exp(-\xi/2)M(a_I, 1, \xi) + B \exp(-\xi/2)U(a_I, 1, \xi). \quad (3.14)$$

在 (3.13) 和 (3.14) 中共有 A, B, C 三個未定的係數以及一個未定的參數 a_I ，而 a_I 一旦確定，則可經由 (3.9) 決定緣岸波的離散關係式，故為確定 a_I 以及決定 A, B, C 三個係數中的兩個與第三個之間的關係式，我們需考慮在垂直岸壁上 $\partial\phi/\partial x = 0$ 故而 $d\eta/dx = 0$ (參看 (3.2) 和 (3.3)) 之邊界條件，並考慮 matching conditions:

$$\eta_I = \eta_{II}, \quad (d\eta/dx)_I = (d\eta/dx)_{II} \quad (x = x_1).$$

由這三個條件，我們可獲得三個以 A, B, C 為未知數的線性聯立方程式，且此一聯立方程式乃為 homogeneous。故為獲得此一聯立方程式之不為零的解，此聯立方程式之係數矩陣的行列式必須等於零，而由這項限制，我們亦可決定 a_I ，因而決定在目前的地形下緣岸波之離散關係式，其結果如圖三所示。

值得注意的是，當海底僅有一向外海無限延伸之平面斜坡 (表圖二中的II區不存在)，且岸邊無直立壁時，由 Eckart (1951) 的理論， a_I 必須為一負整數或零，故由 (3.9) 式可決定緣岸波的離散關係式

$$\frac{\omega^2 h_0}{gh_x^2} = (2n + 1) \frac{k_y h_0}{h_x}, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

上式中為方便與圖三之結果比較，我們將等號兩邊同時乘以 h_0 ，因此若將上式繪於圖三，將產生無窮多條直線，且每一條直線皆通過原點。然而目前由於垂直岸壁的存在，這些直線已變為彎曲，且如今因有II區的存在，使較大的頻率被 cut off，故使緣岸波之 modes 數目亦變為有限，因此 (2.14) 和 (2.18) 中的 m 確為一有限的整數。

為方便計，目前我們令 h_0 為 15 m, h_1 為 115 m，岸邊斜坡之斜率為 0.05，而入射波的周期則固定為 160 秒 (對實際不同周期的入射波所引發的港內振盪，我們可以改變港

的尺度，並將後者無因次化來獲得)。在此一情況下，由圖三可知，緣岸波此時僅有一個 mode 存在，表在 (2.14) 和 (2.18) 中 $m = 1$ ，因此 (2.17) 式可化簡為

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial y} = ik_y \phi_d \quad (3.15)$$

且由圖三可知 $k_y = 0.001764 \text{ rad m}^{-1}$ 。另外，由(2.18) 亦可直接獲得

$$\frac{\partial \phi_d}{\partial y} = -ik_y \phi_d. \quad (3.16)$$

此兩式即為目前將應用在岸邊斜坡上之外部邊界上的邊界條件。

當 k_y 決定後，我們可以由前面所說的一組三階聯立方程式，任意選擇其中的兩個方程式，來計算 B 和 C (in terms of A)，如此即可決定在目前的地形下緣岸波之 profile，其結果如圖四所示。此一 profile 亦為入射的緣岸波之 profile，故將應用於 (2.8) 與 (2.9) 式。

第四章 多區域邊界元素法及連續壓縮過程

當入射波為一穩定之緣岸波波列時，目前的數值計算必須考慮一沿海岸線無限延伸之岸邊斜坡，而無法將各處視為等水深或將一個小範圍以外的海域視為等深。此時為了要將原本應用在無窮遠處的邊界條件應用在一有限領域的邊界上，必須選擇一相當大（半徑至少大於三個波長）的計算領域。

當我們在一個大領域內求數值解，且在一複雜形狀的港池內採用非結構性的網格時，如我們在第一章前言中所解釋，一般需使用大量的電腦記憶體或硬碟容量，此一需求使以往的數值計算難以進行。為解決此問題，我們將整個領域分割成許多分區，因此每一次僅需針對一個分區內的節點，建立一組聯立代數方程式。此組聯立方程式隨後將被壓縮，再合併至相鄰的一個分區內的聯立方程式，形成一稍大的聯立方程式，然後再被壓縮成一個前面所說的極小的聯立方程式，並重複此一過程，因而可避免形成一個大的矩陣。

上述合併是經由考慮分區與分區交界面上的連續條件而達成，故目前我們採用可很自然地描述交界面上條件的邊界元素法，在每一個分區內將原來的微分方程式 (2.1) 轉換為一組聯立代數方程式。而為達到此目的，我們必須先將 (2.1) 式用一個邊界積分方程式 (boundary integral equation) 來取代，其方法如下。

我們考慮一個圍繞體積 V 的封閉面 S ，並應用 Green's identity formula

$$\int_V (b\nabla^2 a - a\nabla^2 b) dV = \int_S (b\nabla a \cdot \mathbf{n} - a\nabla b \cdot \mathbf{n}) dS, \quad (4.1)$$

其中 a 和 b 可以是任何能使式中積分可行的純量函數。接下來我們令 $b = \phi$ ，且令

$$a = \phi^* \equiv 1/4\pi r, \quad r = |\mathbf{x} - \mathbf{d}|, \quad (4.2)$$

其中 \mathbf{x} 表空間中每一點的位置向量， \mathbf{d} 表某一固定點的位置向量。由於 $\nabla^2 \phi = 0$ ，且

$$\nabla^2 \phi^* = \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi^*}{\partial z^2} = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{d})$$

其中 $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{d})$ 表 source 位在 \mathbf{d} 點上之 Dirac delta function，故代入 (4.1) 式後產生

$$-c\phi(\mathbf{d}) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial n} \right] dS \quad (4.3)$$

其中

$$c = \begin{cases} 0, & \mathbf{d} \text{ is outside } S; \\ 1, & \mathbf{d} \text{ is inside } S; \\ \frac{1}{2}, & \mathbf{d} \text{ is on a smooth portion of } S; \\ \frac{\theta}{4\pi}, & \mathbf{d} \text{ is at a sharp corner on } S \text{ with a solid angle } \theta. \end{cases} \quad (4.4)$$

積分方程式 (4.3) 只涉及 S 上之 ϕ 和 $\partial\phi/\partial n$ 的值, 而且我們可以將這些值用 S 上有限個點 (稱為節點) 上的 ϕ 和 $\partial\phi/\partial n$ 值以及內插法來獲得其近似 (有關這方面的討論將在下一章進行)。由於在這些節點上的 ϕ 和 $\partial\phi/\partial n$ 值在內插過程中不再被視為是函數, 故可以將它們拿到積分符號以外, 而其餘在內插法中所使用的已知函數則可逕行積分 (雖大多數時候須採用數值積分的方法), 因此若我們亦將 \mathbf{d} 的位置選在每一個節點上, 則可獲得一組 N 個線性代數式

$$\sum_{j=1}^N H_{ij} \phi_j - \sum_{j=1}^N G_{ij} \left(\frac{\partial\phi}{\partial n} \right)_j = 0, \quad i = 1, 2, \dots, N,$$

其中 N 表節點的數目, ϕ_j 和 $(\partial\phi/\partial n)_j$ 表位在第 j 個節點上的 ϕ 和 $\partial\phi/\partial n$ 值。上式亦可改用矩陣符號表為

$$[H] \{ \phi \} - [G] \left\{ \frac{\partial\phi}{\partial n} \right\} = 0. \quad (4.5)$$

當我們應用下面所介紹的方法獲得上式中 ϕ_j 和 $(\partial\phi/\partial n)_j$ ($j = 1, 2, \dots, N$) 的解以後, 經由選擇 \mathbf{d} 為 S 之內部各點, 並進行 (4.3) 中的積分, 亦可獲得 S 內各點之 ϕ 值。然而由於目前的波長甚長, 故 ϕ 在垂直方向上的變化很小, 因此當 S 乃由自由表面及海底所組成時, 我們沒有必要計算其內部的值。

由於在上一章所定義的 ϕ_d 亦滿足 Laplace equation, 故經由相同的討論, 亦可獲得

$$[H_d] \{ \phi_d \} - [G_d] \left\{ \frac{\partial\phi_d}{\partial n} \right\} = 0. \quad (4.6)$$

應用此組聯立方程式, 我們可估計在港外之某一封閉表面上的 ϕ_d 和 $\partial\phi_d/\partial n$ 的值。但 (4.5) 和 (4.6) 兩式仍需合併求解, 而其最直接的方式是將兩式中的封閉表面 S 分別選擇為將全部港內和全部港外領域包含在內, 然後應用第二章所給定的邊界條件, 將 (4.5) 和 (4.6) 內, 除 \overline{AB} 交界面外之所有邊界上各點的 $\partial\phi/\partial n$ 和 $\partial\phi_d/\partial n$ 消去, 或分別用 ϕ 和 ϕ_d 取代。而在圖一之 \overline{AB} 交界面上, 則可應用 (2.9) 和 (2.11) 此兩個 matching conditions, 將 (4.5) 式中在此交界面上各節點之 ϕ 和 $\partial\phi/\partial n$ 分別用 ϕ_d 和 $\partial\phi_d/\partial n$ 取代。如

此,(4.5) 和 (4.6) 亦變為聯立, 需同時求解, 且因 ϕ_i 存在於 (2.9) 式, 故此組新的聯立方程式將為 nonhomogeneous, 因此具有一組唯一且非零的解。然而由於此組聯立方程式之階數太大, 故其係數矩陣需使用大量的電腦記憶體或硬碟來存放, 因而無法在一台電腦上求解, 故必須用一種分區及連續壓縮的方法來解決此一問題。

在上面的討論裡, 我們已將全部的領域劃分為港內和港外兩個分區, 但並未壓縮。而為了解釋壓縮的方法, 我們仍以 (4.5) 式為例, 先將其內各項以及各方程式的順序重新排列, 並加以劃分, 使原式可改寫為

$$\begin{bmatrix} [H_{MM}] & [H_{MC}] \\ [H_{CM}] & [H_{CC}] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\phi_M\} \\ \{\phi_C\} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} [G_{MM}] & [G_{MC}] \\ [G_{CM}] & [G_{CC}] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{(\partial\phi/\partial n)_M\} \\ \{(\partial\phi/\partial n)_C\} \end{Bmatrix}, \quad (4.7)$$

其中 $\{\phi_M\}$ 和 $\{(\partial\phi/\partial n)_M\}$ 僅包含位在 \overline{AB} 交界面上各節點之 ϕ 和 $\partial\phi/\partial n$ 的值, 而 $\{\phi_C\}$ 和 $\{(\partial\phi/\partial n)_C\}$ 則僅包含位在港內其他邊界上各節點之 ϕ 和 $\partial\phi/\partial n$ 的值。故將邊界條件 (2.3) 和 (2.4) 代入上式, 並重新整理後可得

$$\begin{bmatrix} [H_{MM}] & [H'_{MC}] \\ [H_{CM}] & [H'_{CC}] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\phi_M\} \\ \{\phi_C\} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} [G_{MM}] & [0] \\ [G_{CM}] & [0] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{(\partial\phi/\partial n)_M\} \\ \{0\} \end{Bmatrix}, \quad (4.8a, b)$$

其中 $[H'_{MC}]$ 與 $[H'_{CC}]$ 和原來的 $[H_{MC}]$ 與 $[H_{CC}]$ 不同。上式亦可被視為內含兩個方程式 (分別稱為 (4.8a) 和 (4.8b)) 之聯立方程式, 故由 (4.8b) 式可得

$$\{\phi_C\} = [H'_{CC}]^{-1} ([G_{CM}]\{(\partial\phi/\partial n)_M\} - [H_{CM}]\{\phi_M\}). \quad (4.9)$$

再將其代入 (4.8a) 後產生

$$[F]\{\phi_M\} = [E]\{(\partial\phi/\partial n)_M\}, \quad (4.10)$$

其中

$$[F] = [H_{MM}] - [H'_{MC}][H'_{CC}]^{-1}[H_{CM}], \quad (4.11)$$

$$[E] = [G_{MM}] - [H'_{MC}][H'_{CC}]^{-1}[G_{CM}]. \quad (4.12)$$

在 (4.10) 中的 $\{\phi_M\}$ 和 $\{(\partial\phi/\partial n)_M\}$ 僅包含位在 \overline{AB} 交界面上各節點之 ϕ 和 $\partial\phi/\partial n$ 值, 故 (4.10) 的階數遠小於原來的 (4.5), 因此若我們改用 (4.10) 來和港外的 (4.6) 式結為新的聯立方程式 (經由考慮 matching conditions (2.9) 和 (2.11)), 其結果將產生

一組較小的聯立方程式。此組方程式的解一旦獲得，將被代回 (4.9) 式，求出 $\{\phi_C\}$ ，因而獲得所有節點上的解。

需注意的是，在上述壓縮過程裡，如 Kane (1994) 所指出，並無任何一項被省略，且未採用任何的近似，故我們可將港內和港外分割成許多分區，並重複使用上述過程，仍不會增加其誤差，但可因此節省大量電腦記憶體及硬碟的容量。為解釋其原因，並說明目前所採用的連續壓縮的方法，我們以港外為例，將它分割為如圖五所示之 11 個分區（實際分區的數目遠超過此數目），故在第一分區內，應用上述導出 (4.6) 的過程，可獲得

$$[H_d]_1 \{\phi_d\}_1 - [G_d]_1 \left\{ \frac{\partial \phi_d}{\partial n} \right\}_1 = 0, \quad (4.13)$$

其中 $\{\phi_d\}_1$ 和 $\{\partial \phi_d / \partial n\}_1$ 內的元素乃為第一分區之邊界上各節點的 ϕ_d 和 $\partial \phi_d / \partial n$ 值。接下來我們如 (4.7) 式般重新排列上式中各項及各式的順序，並劃分為

$$\begin{bmatrix} [H_{dMM}]_1 & [H_{dMC}]_1 \\ [H_{dCM}]_1 & [H_{dCC}]_1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\phi_{dM}\}_1 \\ \{\phi_{dC}\}_1 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} [G_{dMM}]_1 & [G_{dMC}]_1 \\ [G_{dCM}]_1 & [G_{dCC}]_1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{(\partial \phi_d / \partial n)_M\}_1 \\ \{(\partial \phi_d / \partial n)_C\}_1 \end{Bmatrix}, \quad (4.14)$$

其中 $\{\phi_{dM}\}_1$ 和 $\{(\partial \phi_d / \partial n)_M\}_1$ 僅包含位在第一分區和第二分區交界面上各節點的 ϕ_d 和 $\partial \phi_d / \partial n$ 值，而 $\{\phi_{dC}\}_1$ 和 $\{(\partial \phi_d / \partial n)_C\}_1$ 則包含位在第一分區之其他邊界上各節點的值。故由邊界條件 (2.6), (2.7), (2.13) 以及 (3.16)，我們可將 $\{(\partial \phi_d / \partial n)_C\}_1$ 內所有的元素用 $\{\phi_{dC}\}_1$ 內的元素或零取代，因此 (4.14) 化為

$$\begin{bmatrix} [H_{dMM}]_1 & [H'_{dMC}]_1 \\ [H_{dCM}]_1 & [H'_{dCC}]_1 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\phi_{dM}\}_1 \\ \{\phi_{dC}\}_1 \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} [G_{dMM}]_1 & [0] \\ [G_{dCM}]_1 & [0] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{(\partial \phi_d / \partial n)_M\}_1 \\ \{0\} \end{Bmatrix}. \quad (4.15a, b)$$

由 (4.15b) 可得

$$\{\phi_{dC}\}_1 = [H'_{dCC}]_1^{-1} ([G_{dCM}]_1 \{(\partial \phi_d / \partial n)_M\}_1 - [H_{dCM}]_1 \{\phi_{dM}\}_1). \quad (4.16)$$

代入 (4.15a) 後產生

$$[F_d]_1 \{\phi_{dM}\}_1 = [E_d]_1 \{(\partial \phi_d / \partial n)_M\}_1, \quad (4.17)$$

其中

$$[F_d]_1 = [H_{dMM}]_1 - [H'_{dMC}]_1 [H'_{dCC}]_1^{-1} [H_{dCM}]_1, \quad (4.18)$$

$$[E_d]_1 = [G_{dMM}]_1 - [H'_{dMC}]_1 [H'_{dCC}]_1^{-1} [G_{dCM}]_1. \quad (4.19)$$

由於 (4.17) 式亦可被改寫為

$$\{(\partial\phi_d/\partial n)_M\}_1 = [E_d]_1^{-1} [F_d]_1 \{\phi_{dM}\}_1, \quad (4.20)$$

故如今我們獲得一類似於 (2.17) 式的方程式，因此可被用在第二分區內做為其位在第一分區和第二分區交界面上的邊界條件。此一邊界條件使我們得以在第二分區內重複以上的壓縮過程，以獲得第二分區與第三分區交界面上的邊界條件。如此繼續下去，最後獲得圖五中第五分區和第十二分區交界面上的邊界條件

$$\{(\partial\phi_d/\partial n)_M\}_5 = [E_d]_5^{-1} [F_d]_5 \{\phi_{dM}\}_5. \quad (4.21)$$

同樣地，由第六分區開始，進行連續壓縮過程，最後可獲得第十分區和第十二分區交界面上的邊界條件

$$\{(\partial\phi_d/\partial n)_M\}_{10} = [E_d]_{10}^{-1} [F_d]_{10} \{\phi_{dM}\}_{10}. \quad (4.22)$$

上面兩個經由數值計算所決定的邊界條件，將被用來求第十二分區內的解。另一方面，(4.10) 式連同 (2.9) 和 (2.11) 亦提供第十二分區之位在第一分區和第十二分區交界面上的邊界條件，再加上 (2.13) 式，故目前我們已獲得第十二分區之所有邊界上的邊界條件。由於此一分區遠小於全部的領域，故應用一台 PC 即可計算此一分區的數值解。

當第十二分區內的數值解獲得以後，應用 (4.9)–(4.12) 與 (4.16)–(4.19) 以及其他分區內類似的方程式，我們可回過頭來計算其他分區內（包括港內）之數值解。由於這部份工作亦分階段進行，故在任何時間我們仍僅需將一個分區內的矩陣元素存放於電腦記憶體，因此即使電腦記憶體容量較小，我們仍可將整個領域分割成較多分區，使每一個分區的面積亦較小，以節省更多記憶容量。另一方面，當我們將所有分區之矩陣元素存放於電腦硬碟中，以備後續計算時，這些元素的總數目僅和分區數目的一次方成正比，因此當領域面積增加時，分區的數目（以及全部領域內節點的數目）亦按比例增加，故若採用目前的方法，電腦硬碟容量僅需和領域面積的一次方成正比，但如不加以分區，且矩陣非 tridiagonal，由於此時所產生的矩陣元素之數目乃為全部節點數的平方，因此當節點數隨領域面積增加而增加時，硬碟容量需和領域面積的二次方成正比，故目前的分區及連續壓縮方法亦可節省大量硬碟容量。

目前我們所使用的 PC，其記憶容量乃為 2 Gb。另外由於目前所考慮的入射波周期固定為 160 秒，故全部領域的大小亦可大致固定，使其外部邊界距離港的入口約 20 公里。此一距離約為波長的四倍，且經徐 (2003) 的收斂性測試，可確保目前所使用的外部邊界條件 (2.13), (3.15) 和 (3.16) 足夠準確。在此一領域內，我們將港外先以類似於圖五的

方式分為201個分區，再將每一個分區一分為二，其中離海岸線較近的分區長度為2.4公里，離海岸線較遠者為17.6公里。此一分割除可更進一步節省電腦記憶體外，尚便於我們在此兩分區內採用間隔不相同的網格。由於緣岸波在岸邊會沿垂直海岸線方向迅速變化，故在離海岸線較近的分區內，其節點與節點的距離須較小（定為20或25公尺），而在離海岸線較遠的分區內則可較大（定為200公尺）。另一方面，在港內，由於地形不規則，且港的大小不一，我們將彈性調整節點與節點的距離，並經由改變後者（以及其他方法）來測試數值解的穩定性，故接下來我們將討論網格產生的方式。

第五章 網格產生的方式

當我們將整個領域分成許多分區後，在每一個分區內，為獲得如 (4.5) 或 (4.6) 之聯立代數方程式，需計算 (4.3) 內的積分。為達到此目的，我們必須將封閉表面 S 劃分為許多小面積 (稱為邊界元素)，分別積分，再累加在一起。而當我們欲針對各個邊界元素進行積分時，其被積分函數將用其位在我們所選擇的各節點上的值及其內插函數來取代，且實際的邊界元素將用一通過各節點位置之內插的邊界元素來做為近似。有關這方面的討論在 Kane (1994) 中已有詳盡的說明，但因上述的內插法和我們如何產生數值模式中所需的網格有密切的關連，故有必要在此先簡單介紹上述兩種內插近似。

在一封閉表面上可選擇各種形狀的邊界元素，目前我們乃選擇最簡單，但具有最多優點的三角形元素。若此三角形元素為一平面，則元素上各點的位置向量 \mathbf{R}_s 可用圖六中之頂點 3 的位置向量 \mathbf{R}_3 和兩個單位向量 \mathbf{e}_1 與 \mathbf{e}_2 ，以及兩個邊長 L_1 與 L_2 來表示：

$$\mathbf{R}_s = \mathbf{R}_3 + a_1 L_1 \mathbf{e}_1 + a_2 L_2 \mathbf{e}_2, \quad (5.1)$$

其中 $0 \leq a_1 \leq 1$, $0 \leq a_2 \leq 1$ 。上式中的 \mathbf{e}_1 和 \mathbf{e}_2 又可由三角形元素之三個頂點在一卡氏座標系統中的座標來決定，其結果若應用 summation convention 可表為

$$\mathbf{e}_1 = \frac{x_k^{(1)} - x_k^{(3)}}{L_1} \mathbf{i}_k, \quad \mathbf{e}_2 = \frac{x_k^{(2)} - x_k^{(3)}}{L_2} \mathbf{i}_k. \quad (5.2)$$

故將 (5.2) 代入 (5.1) 後可得

$$\begin{aligned} x_j^{(s)} &= x_j^{(3)} + a_1 L_1 \frac{x_j^{(1)} - x_j^{(3)}}{L_1} + a_2 L_2 \frac{x_j^{(2)} - x_j^{(3)}}{L_2} \\ &= a_1 x_j^{(1)} + a_2 x_j^{(2)} + (1 - a_1 - a_2) x_j^{(3)} \\ &= a_k x_j^{(k)} \end{aligned} \quad (5.3)$$

其中

$$a_3 = 1 - a_1 - a_2. \quad (5.4)$$

由 (5.3) 和 (5.4) 可知，當平面三角形元素之三個頂點的位置固定後，在元素上任何一點的位置可以由一組本質 (intrinsic) 座標 (a_1, a_2, a_3) 來決定，其中 a_3 可由 a_1 和 a_2 完全決定，故為非獨立座標。此組座標 (參看圖六中的右圖) 可被用來進行內插如下。

首先我們選擇一個三角形元素的三個頂點為節點，且將被積分函數在此三個節點上的值表為 $T^{(1)}$ 、 $T^{(2)}$ 和 $T^{(3)}$ ，此時，在此元素上其他各點之被積分函數的值 $T(a_1, a_2)$ 之近似可表為

$$T(a_1, a_2) = a_k T^{(k)}. \quad (5.5)$$

由上式及 (5.4) 式，當 $a_1 = 0$ 及 $a_2 = 0$ (表頂點3) 時， $T(0, 0) = T^{(3)}$ ，當 $a_1 = 0$ 及 $a_2 = 1$ (表頂點2) 時， $T(0, 1) = T^{(2)}$ ，而當 $a_1 = 1$ 及 $a_2 = 0$ (表頂點1) 時， $T(1, 0) = T^{(1)}$ ，故上式確代表一個通過各節點上的值之線性內插近似。

值得注意的是 (5.3) 和 (5.5) 的形式完全相同，表若實際的三角形元素不為平面，則我們可用一組相同的內插函數 $h^{(k)}$ 來內插此一元素之幾何形狀及被積分函數兩者，而其內插函數在上述之線性內插情況，乃為

$$h^{(k)} = a_k. \quad (5.6)$$

故 (5.3) 和 (5.5) 可改寫為

$$x_j(a_1, a_2) = \sum_{k=1}^3 h^{(k)} x_j^{(k)}, \quad T(a_1, a_2) = \sum_{k=1}^3 h^{(k)} T^{(k)}. \quad (5.7)$$

接下來，爲了要增加數值解的準確度，我們實際上選擇六個節點 (見圖七)，且令它們的本質座標分別為 $(1, 0, 0)$ 、 $(0, 1, 0)$ 、 $(0, 0, 1)$ 、 $(0.5, 0.5, 0)$ 、 $(0, 0.5, 0.5)$ 、 $(0.5, 0, 0.5)$ ，故此一元素及其節點在本質座標系統中的位置，如圖七右邊之本質元素 (intrinsic element) 所顯示。在此種情況，其內插函數亦增爲六個，分別是

$$\left. \begin{aligned} h^{(1)} &= a_1(2a_1 - 1); & h^{(4)} &= 4a_1a_2 \\ h^{(2)} &= a_2(2a_2 - 1); & h^{(5)} &= 4a_2a_3 \\ h^{(3)} &= a_3(2a_3 - 1); & h^{(6)} &= 4a_3a_1 \end{aligned} \right\} \quad (5.8)$$

而 (5.7) 則改爲

$$x_j(a_1, a_2) = \sum_{k=1}^6 h^{(k)} x_j^{(k)}, \quad T(a_1, a_2) = \sum_{k=1}^6 h^{(k)} T^{(k)}. \quad (5.9)$$

爲了證明 (5.8) 和 (5.9) 的正確性，我們可以將六個節點之本質座標代入 (5.8) 和 (5.9)，其結果將顯示 (5.9) 連同 (5.8) 確實代表一個在節點上的值和正確值完全相等的內插近似。

在圖七左邊的曲面乃為真實元素，其編號為4、5、6的三個節點可為三條彎曲的邊上之任意三點，而實際如何決定邊界元素及節點的位置，可分遠離港口區域及鄰近港口區域來討論。首先，在離港口較遠的分區內，由於其海岸線為直線，且其海底地形變化亦為片斷線性，因此雖然我們應用 (5.8) 和 (5.9) 來內插被積分函數及邊界元素之幾何形狀，但後者之內插近似仍為一個平面，且和它的真實平面沒有差異，然而被積分函數之內插近似則和實際函數在非節點上有差異。

由於我們目前採用內含六個節點之三角形元素，故離港口較遠的分區內，其海底及自由表面上的網格如圖八（本圖以及圖九和圖十中的元素數目僅為舉例說明，並不代表實際的數目）所示，而其位在海岸線上及海岸線對面之垂直邊界上的網格如圖九所示，另外，在與海岸線垂直的兩個垂直邊界上，其網格則如圖十所示。在圖九和圖十中，由於水深和波長相比甚小，故全部水深僅含一個邊界元素。

在上述情況下，由於各節點的位置變化具有規律性，故可由電腦程式決定各節點的位置及編號，且此一決定可適用在遠離港口之每一個分區內，故即使分區的數目很大，仍不會增加程式設計及應用上的困難。

另一方面，在港口附近以及港內這些地形不規則的分區內，各節點的位置必須視分區的幾何形狀，或多或少以人為的方式來決定，但為了要使相同的電腦程式碼，適用在規則分區與不規則分區兩者之數值計算上（但非節點位置的決定上），我們在地形不規則的分區內仍採用圖八—圖十的網格型態，但此時其網格中的三角形元素乃為本質元素，而非真實元素。在此種情況下，即使節點的真實位置不規則，故須人為決定（此一決定可十分有彈性，因此代表非結構性的網格），但由於網格的整體架構仍具有規則性，故我們僅需將各節點的真實位置，以一種方便且固定的順序輸入電腦，即可由電腦程式自行決定其編號，如此仍可大量減輕使用者的負擔。

第六章 目前的數值解和以往的解之比較

為測試目前所採用的數值方法及所設計的電腦程式，我們首先針對一矩形港池來加以計算，並將其結果和 Mei(1983) 的解析解比較。當港的形狀為一矩形時，除非其大小與波長相比極大，否則不需將港內分區，即可應用一台記憶容量為 2 Gb 的電腦進行以下的數值計算。目前我們將矩形港池的寬度（亦即港的入口寬度）定為 50 公尺，而港的長度 l 則加以變化，以估計各種長度與波長比情況下，港內振盪的大小，後者我們用港的最內端之振幅與入射的緣岸波在海岸線上的振幅之比值 R （稱為振幅放大率）來代表。需注意的是，由於港的寬度與波長相比甚小，故在此一寬度上各點的振幅近乎相等。

圖十一即為我們目前的計算結果，其中 $k = \omega/(gh_0)^{1/2}$ 表周期為 160 秒的長波在港內之 wave-number。在此圖中我們將目前的數值解和 Mei (1983) 應用複變函數的理論及 matched asymptotic expansions 的方法所導出的解析解相比較。此一比較之所以可行，乃因儘管 Mei (1983) 所考慮的入射波是由外海沿垂直海岸線方向行進而來（故非緣岸波），且其港內和港外皆等深，但根據 Miles & Munk (1961) 的理論，當港的入口很窄（和波長相比）時，港內的振盪和入射波的方向無關。此種現象亦使我們在下一章，針對花蓮港各種港內佈置來估算其振幅放大率之相對大小時，可以忽略港外地形與實際地形的差異。

在圖十一中，除了極靠近 peaks 處，目前的數值解和 Mei (1983) 的解析解十分接近，且兩者之 peaks 位置亦十分吻合，而 peaks 之高度差異，由於它們亦發生在不同形狀的港池以及和不同對象比較的情況，故推測應和緣岸波在沿垂直海岸線方向上之 profile（見圖四）與一般的入射波者明顯不同有關。因此經由以上比較我們可確定，目前所採用的數值方法及電腦程式應十分準確，但因在一矩形港池內之所有邊界元素皆為平面三角形，且其三邊皆為直線，故為測試目前的電腦程式亦可針對曲面元素準確計算，接下來我們將針對一圓形港池來加以計算，並將其結果和 Lee(1971) 的數值解比較。

當港的形狀為正圓時，其節點的位置亦可由電腦計算獲得，圖十二即顯示目前我們所採用位在港池底部及其自由表面上的節點及邊界元素之分佈型態，而港內垂直壁上之節點與邊界元素的分佈，則可由圖十二及圖九間接瞭解。需特別注意的是，當圖十二中的邊界元素轉換為本質元素後，圖十二中的網格式態即轉換為如圖八所示。另外，在圖十二中由內插法所決定之港的形狀（虛線）和其真實的形狀（實線）極接近。

應用上述的網格式態及目前的電腦程式，我們乃計算由相同的緣岸波引發各種不同半徑之圓形港內的振盪，而港的開口角度（見圖十三）則固定為 10° 。由於港的半徑 a 將和 wave-number k 組合成無因次參數 ka ，而開口角度本身亦為無因次，故目前的計算結果可和 Lee(1971) 將 a 固定，但採用不同周期（亦即不同的 k ）之入射波所獲得的結果

相比較, 因而得到圖十四。

在圖十四中, 當 ka 小於1時, 除了在 peak 附近, 目前的數值解和 Lee(1971) 的解乃十分接近, 且 peak 的位置亦十分吻合 (而 peak 之高度差異則如前面所說和緣岸波與非緣岸波之波形不相同有關)。但另一方面, 當 ka 大於1時, 目前的數值解逐漸不穩定, 其原因則和圓形港之中間斷面上, 其節點與節點間的距離太大有關 (參看圖十二)。故為改善此一現象, 必須降低節點與節點間的距離, 但要達到此目的, 並使邊界元素轉換為本質元素後之網格型態仍維持如圖八所示, 且需避免電腦記憶容量不足, 我們惟有將港內亦如同港外加以分區。

目前我們將港內分割為如圖十五所示之13個分區, 並應用第四章所介紹的連續壓縮過程來節省電腦記憶容量, 因而獲得圖十六的結果。此一結果顯示, 上述不穩定現象已消失, 且目前的數值解在 ka 大於1時, 已和 Lee(1971) 的解大致符合, 但此時新的誤差發生於 ka 較小時, 使圖十六最左邊之 peak 位置略為偏移, 且當 $ka \rightarrow 0$ 時, 振幅放大率 R 無法如預期趨近於1(見圖十四)。此一現象亦發生在其他形狀的港池, 故推測和港內分區後, 在某些分區內, ϕ 的值此時 (當 $ka \rightarrow 0$ 時) 在各點幾乎相等有關, 其詳細原因仍需經由數學分析來加以瞭解, 但因其影響不大, 故目前暫時予以忽略。

由上述針對圓形港所做的測試, 我們可確定, 當邊界元素為曲面, 且當港內亦分區時, 應用目前的電腦程式所獲得的數值解大致可以信賴, 但為進一步確定此點, 我們亦應用此一程式來計算美國加州之 Long Beach Harbour 內的振盪, 並將其結果和 Lee(1971) 的解比較。此時由於港內分為左右兩部份 (見圖十七), 故若要達到由本質元素所代表的網格型態為一矩形的目的, 我們別無選擇, 必須將港內加以分區。目前我們採用兩種分區方式: 第一種方式是將港內分為如圖十七所示之六個分區, 而為獲得不同的 ka 值所對應之圖十七中A點上的振幅放大率, 我們亦如前面所說, 針對不同大小的港池 (亦即改變圖十七中的 a 值) 來加以計算, 如此即可和 Lee(1971) 的解比較, 其結果如圖十八所示。

在圖十八中, 當 $ka \rightarrow 0$ 時, 由於前面所說的仍有待瞭解的原因, 目前的解亦無法趨近於1。另外, 當 $ka > 4.5$ 時, 目前的數值解因節點與節點間的距離過大而逐漸變為不穩定, 但除此之外, 以及除了 peaks 的高度有差別外, 目前的解和 Lee(1971) 的解乃十分接近。而為解決上述不穩定現象, 我們進一步採用第二種分區方式, 將港內分為如圖十九所示之八個分區, 如此即可在不增加電腦記憶容量的情況下降低節點與節點的距離, 因而消除上述不穩定現象, 得到圖二十的結果。此種情況顯示, 當缺乏其他數據做比較時, 為確保節點與節點的距離足夠小, 需檢驗數值解的穩定性或收斂性。另外, 由於目前所考慮的港內水深和 Lee(1971) 所考慮者不相同, 但其結果仍相同 (兩者之 peaks 的高度差僅和入射波的種類有關), 表港內水深分佈對港池共振現象影響不大, 故儘管目前的電

腦程式可適用於港內水深不均勻的情況，但我們在下面計算花蓮港的共振現象時，並未將實際港內水深分佈輸入電腦。

第七章 花蓮港共振現象改善方案數值分析

當經由與其他數值解或解析解比較，驗證目前的電腦程式後，我們即應用它來分析各種花蓮港共振現象之改善方案，這些方案包括改變花蓮港港池的形狀，以及在港外築防波堤以阻擋緣岸波行進至港的入口附近，但爲了要瞭解這些方案對降低共振現象的影響有多大，我們先估計未實施這些方案前花蓮港的共振強度。

首先我們嚐試將花蓮港港內不分區，此時由於港內之網格在其真實元素轉換爲本質元素後需爲一單一矩形，故爲達到此目的，我們暫時將面積較小的漁港部份加以忽略，使港的形狀如圖二十一所示，而圖中的細線在轉換後將形成矩形網格中一些平行且等長的線。

當港內不分區時，應用目前的數值方法所估計A點之振幅放大率如圖二十二所示，其中A點的位置如圖二十一所示，接近於花蓮港10號碼頭，此一位置幾乎位在花蓮港的最內端，故其振盪可以顯示花蓮港主要的共振模式及強度，但圖二十二的結果是否準確仍有待檢驗。因此接下來我們將花蓮港（包括漁港部份）分割爲如圖二十三所示之18個分區（此時圖中的細線代表分區與分區之交界面），然後應用目前的電腦程式加以計算，並將其結果，連同圖二十二的結果，繪於圖二十四。由後者我們可以發現，上述兩種結果相互不符合，其原因可能是圖二十一中未考慮漁港，或是當港內不分區時，節點與節點的距離過大，但不論是何種原因皆顯示，若要採用目前第五章所介紹的網格產生方式，花蓮港港內和港外皆需加以分區，而圖二十三中的分區是否適當，仍需進一步檢驗。

爲檢驗圖二十三所示的分區是否適當，我們另將港內分割爲如圖二十五所示之21個分區，以觀察兩種分區方式所獲得的解是否相近，而其結果如圖二十六所示。由於圖二十六中的兩種解已十分接近，且因圖二十五的分割較細，故以下我們即採用此一分割方式。另外，由於上述兩種分割方式在內港部份並無差異，故爲了證明圖二十六中的解確已穩定，我們將圖二十五中各分區內的節點數目減少約一半（此時其網格如圖二十七所示），因而獲得圖二十八的結果。

在圖二十八中，當 $ka < 0.3$ 時，圖中兩種解乃出現較大的差異，但其原因並非是節點與節點的距離過大，使數值解無法收斂所造成（參看第21頁內的說明），因此種現象理應發生在 ka 較大時。而由圖二十八，當 $ka > 1.2$ 時，兩種解確開始互相偏離，然因在圖二十八之主要 ka 值範圍內，兩種解十分吻合，故此一結果已可令人滿意，因此爲了節省電腦計算時間，在以下的計算中，我們將採用節點數較少的網格，並將圖二十八中用此種網格所獲得的解做爲與下面的解比較的對象，以瞭解當花蓮港港內和港外地形改變後，其港內振幅放大率是否明顯降低。最後需強調的是，即使採用節點數較少的網格，且在 ka 較大時，目前之節點與節點的距離仍遠小於波長的十分之一。

7.1 港內方案

在本節中我們將改變花蓮港港內的佈置，包括改變港的入口位置及港的形狀，以瞭解是否可以經由港內方案顯著降低花蓮港的共振現象。

首先我們將花蓮港的入口改爲向東，但其位置與原來的的位置相距不遠（見圖二十九）。在此一情況下，由於港的形狀變化不大，故我們採用類似於圖二十五的分區方式，因而獲得圖三十的結果。此一結果顯示，由於港的入口很窄，且長波的繞射現象顯著，故入口方向的改變影響有限，使目前的解和原來的解相差不大，表共振現象無法改善。另外需指出，儘管目前之入口方向的改變不具有物理意義，但因目前的港內和港外之交界面是位在不同的分區之不同的邊界上，故當目前的數值解和原來的解相近時，可再度顯示目前的數值模式及電腦程式可以信賴。

接下來我們不僅改變入口的方向，亦明顯改變其位置如圖三十一所示，但其分區方式仍和圖二十五相同，在此種情況下所獲得的振幅放大率如圖三十二所示。此一結果顯示，當花蓮港的入口位置改變時，港池共振將發生在不同的周期，但其強度仍無法減弱，因此花蓮港的共振現象無法改善。

由於上述兩種成本較小的方案皆無法解決花蓮港的共振問題，故接下來我們明顯改變花蓮港的形狀如圖三十三所示，但其結果仍如圖三十四所示，只能略爲降低花蓮港的共振強度，而無法有效解決其共振問題。因此我們最後根據 Miles & Munk (1961) 所提出的 harbor paradox 之入口寬度愈大共振強度愈小的理論，將花蓮港改爲圖三十五的形狀。在圖三十五中，其入口的寬度與港的長度之比值已明顯增大，但爲了要阻擋周期較小的波大量進入港內，使其發生非共振型態的振盪，我們在港內另設有防波堤。此外，爲了計算方便起見，我們將海岸線定在圖三十五中的虛線位置。此種將海岸線定在與實際者不相同的位置的作法，在前面幾種方案中亦曾採用。此一作法僅會改變入射波行進至入口附近時的振幅與方向，而不會影響港內振幅放大率的大小（因即使在目前的情況下，入口寬度與波長的比值仍甚小），故我們仍可將針對圖三十五以及圖二十五兩種地形所獲得的數值解加以比較，因而獲得圖三十六的結果。

在圖三十六中，若我們忽略 $ka < 0.2$ 處之有疑問的 peaks，則可觀察到其餘 peaks 之高度與其他方案相比明顯較低，表圖三十五乃爲一較佳的方案，但此一方案仍無法將共振時的振幅放大率降低一半以上，且其成本較高，故是否可行仍有待斟酌。另外，在圖三十六中針對入口較寬的港所獲得的結果僅限於 $ka < 1$ ，此乃因當我們經由數值計算獲得如圖五中第五分區和第十二分區之交界面，以及第十分區和第十二分區之交界面上的邊界條件，並重複應用這兩個邊界條件來計算相同入口寬度，但不同形狀港池之振幅

放大率時 (如此亦可節省大量電腦時間), 在前面幾種方案中之 a 值較大, 而目前的方案則 a 值較小, 故使目前的結果僅止於 $ka < 1$, 而以前的方案則可獲得 ka 值較大的結果。但即使如此, 由圖三十六我們已可得到上面的結論。

7.2 港外方案

由於上一節的計算顯示, 花蓮港或因其形狀過於狹長, 故無法經由小幅度改變港形而有效改善其共振現象, 因此在本節中我們將數值模擬在港外, 沿垂直海岸線方向築一道防波堤, 來阻擋緣岸波行進至港的入口附近。為達到此目的, 我們無須考慮花蓮港入口附近之詳細地形, 因此仍將海岸線視為一條直線。另一方面, 為顯示此一防波堤經由阻擋緣岸波來改善花蓮港共振現象的效應, 我們目前仍針對圖二十五之港形及分區狀況來計算, 並將其結果和此一防波堤不存在時的結果來比較。

首先我們針對防波堤距離港的入口2公里, 防波堤長1公里的情況來加以計算, 而防波堤的寬度則因其與波長相比甚小, 故在數值計算中可將其視為無窮小, 但此一防波堤存在的效果仍可經由考慮其兩側牆面上的邊界條件 (2.8) 式而產生, 其結果則如圖三十七所顯示。由圖三十七我們可清楚看到, 由於此一垂直海岸線之防波堤的存在, 使大部份緣岸波的能量被阻擋, 無法行進至港的入口附近, 因而使港內的振幅在每一 ka 值情況, 皆大幅減小八成左右, 表入射波若為緣岸波, 則在港外築防波堤確可十分有效地改善港池共振現象。

為測試此種垂直海岸線的防波堤之長度變化對降低港內共振現象的影響, 我們另針對各種不同長度的防波堤 (但皆位在離港的入口2公里處) 來加以計算, 並獲得圖三十八的結果。此一結果顯示, 當防波堤的長度增加時, 港內共振強度持續減弱, 表此時港內共振現象確因緣岸波的能量被阻擋無法行進至港的入口附近而降低。由圖三十八我們且可看出, 當防波堤的長度為600公尺時, 此一降幅最大, 且其振幅放大率約為原來者之一半 (表波的能量或船體受力約為原來者之四分之一)。

另一方面, 為瞭解此一防波堤之位置對降低港內共振現象的影響, 我們亦模擬各種防波堤位置 (但其長度皆為1公里) 而得到圖三十九的結果。在圖三十九中, 當港外防波堤距離港的入口僅800公尺時, 其振幅放大率較港外防波堤不存在時更大, 其原因可能是, 當共振發生時, 在港的入口附近 (而非在其準確入口處) 乃為駐波的節點, 故若此一節點與港外防波堤之外端亦接近, 則緣岸波仍可因繞射現象顯著, 而大量進入港內, 且當港內的波向外輻射時, 上述防波堤尚可將一部份能量反射, 使其有機會再度進入港內, 因而使港內振盪加劇, 故為避免此一現象發生, 我們必須將港外防波堤設在離港的入口較遠處。

在圖三十九中我們僅數值模擬 $l < 4.0$ 的情況, 此乃因當 l 很大時, 將違反我們在第二

章所做的離港口較遠處之海底地形乃為一維的假設，但無論如何，圖三十九已顯示當港外防波堤離港的入口超過1.6公里時，港內共振強度隨港外防波堤位置變化的幅度已不大，因此未來僅需考慮其他因素（如環保問題）來決定其位置。

第八章 結論與建議

本計畫之主要目的在於解決花蓮港和蘇澳港在颱風來襲時，港內常發生劇烈振盪的問題，此種劇烈振盪可能是由緣岸波直接或間接引發港內共振所造成，故我們可針對緣岸波採用一些特殊的方案來解決此一問題，但此時僅能應用數值模擬的方法來要驗證這些方案之可行性與必要性。

當引發港內共振的入射波為一系列穩定之緣岸波時，目前的數值計算必須在一廣大領域內進行，而為達到此目的，且為了採用非結構性網格以方便處理複雜的幾何，本計畫乃設計一種分區及連續壓縮的數值方法。應用此種方法，我們可將整個領域分割為許多分區，且每一次僅需將一個分區之矩陣元素存放於電腦記憶體中。由於分區的大小可任意選擇，故目前的數值計算不受電腦記憶容量的限制。另一方面，當整個領域增大（故節點的總數目亦按比例增加）時，僅分區的數目增加，但每一分區內的矩陣大小不變，表整個領域內所有矩陣元素之總數目僅和節點總數的一次方（而非不分區時的二次方）成正比，故即使將矩陣元素存放於電腦硬碟中，目前的分區方法亦可節省大量硬碟容量，因而不需採用有限差分法來產生 tridiagonal 型態的矩陣，因此可選擇非結構性的網格來處理複雜的幾何。目前的數值方法之另一項優點是，當我們需對許多形狀不同但入口寬度相同的港池進行模擬時，由於港外分區的地形及位置不變，故在這些分區內計算所獲得的結果每一次皆相同，因此不需重複，故可節省大量的電腦時間。

當我們應用目前所設計的電腦程式，針對花蓮港目前的港形以及四種修改以後的港形進行數值模擬時，其結果顯示，由於花蓮港目前的港形過於狹長，故無法僅小幅度修改其形狀即有效改善其共振現象，但大幅改變港形，若無其他需要，亦不符合成本與利益間的比例原則。因此接下來我們應用相同的程式，模擬在港外沿垂直海岸線方向築一道防波堤，以阻擋緣岸波行進至港的入口附近，其結果顯示，由於緣岸波的能量較集中在岸邊，故在目前我們所考慮之理想的情況下，僅需築一道長度大於600公尺的防波堤，即可有效改善花蓮港的共振現象。

上述方案是否可行端視引發花蓮港共振的入射波是否主要為緣岸波而定，但要直接且嚴密地驗證後者，需使用一組數目龐大的波高計陣列，並在颱風來襲時進行觀測，方可達到其目的。由於此一測量極為困難（若非不可能），故我們建議未來當颱風由臺灣東南方海域來襲時，僅在花蓮溪出海口以南數公里處以及在臺東烏石鼻附近，各安裝一台壓力式波高計來同時觀測兩地之長周期波浪（不分 leaky modes 和 trapped modes，亦不分 forced long waves 和 free long waves），並加以比較。若其結果顯示，在烏石鼻附近的長波之振幅明顯較小，則表示在兩地之間，長波有被 trapped，故而其能量得以累積，使其行進至花蓮港附近時，振幅明顯增大。由於此種能量累積的現象乃為屬於

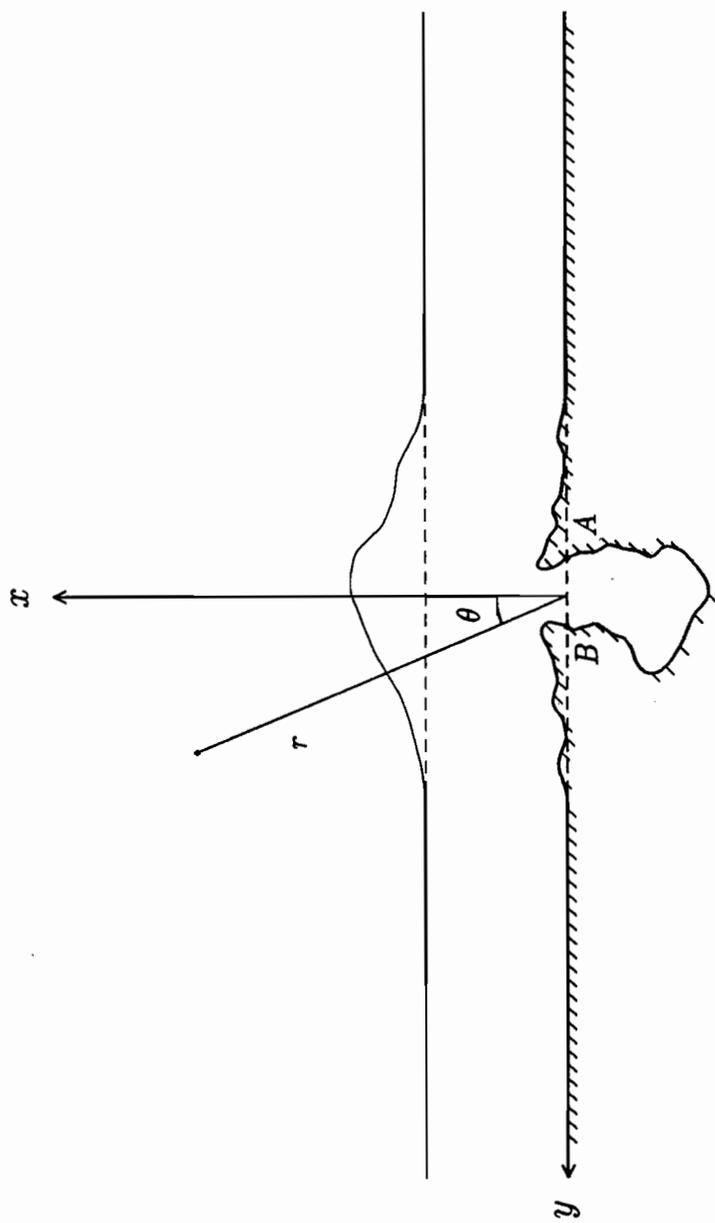
trapped modes 之緣岸波的特性，故儘管在此兩地間的海岸線並非一完美的直線，使得理論上的緣岸波僅能近似地代表實際的現象，但我們仍可期待，此時長波的能量仍如理論上的緣岸波一樣，較集中在岸邊附近，因而可建一道短的防波堤來加以阻擋。

上述現場驗證僅為間接，且無法完全排除其他的可能性，但即使如此，且即使目前數值模擬的地形與實際地形有差異，由於在港外建一道短的防波堤成本不高，並可在風平浪靜時供民衆垂釣與觀景，故若上述測量結果如預期，即可將此一方案付諸實施，其中防波堤的長度可定為800公尺，其位置則可考慮其他因素（如環保及觀光業的發展）來決定，但不應離花蓮港太遠，以免在此防波堤與花蓮港之間，緣岸波的能量再度累積至相當大。此一防波堤若能使蘇澳港附近的長波能量亦變小（因其一部份來源被阻絕），則亦可改善蘇澳港的共振現象。

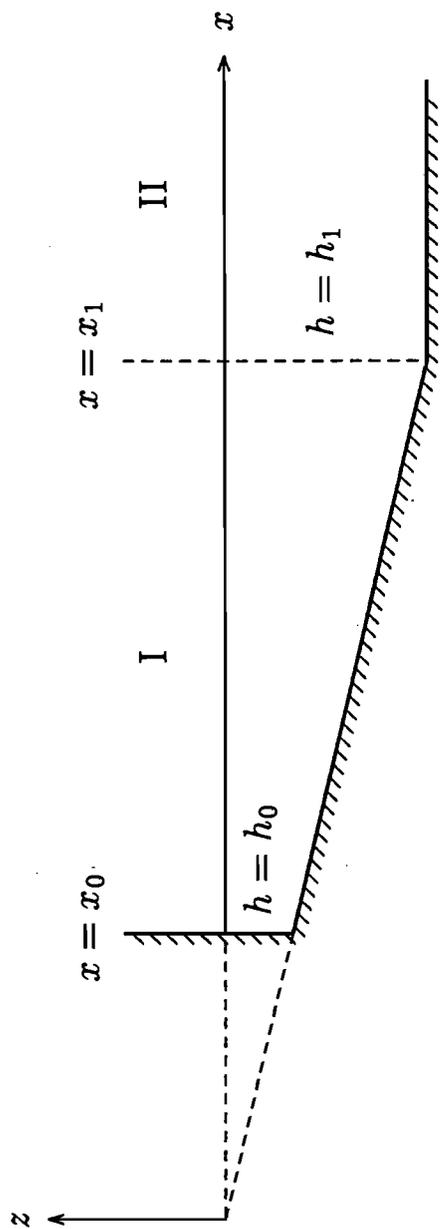
綜合以上所述，本計畫成果之效益有二：一為發展出一個不受電腦記憶體及硬碟容量限制，且可採用非結構性網格來處理複雜幾何的數值模式，故對未來的學術研究及工程應用皆有幫助。二為找出一可有效降低花蓮港共振現象的方案，故可望解決花蓮港在颱風來襲時，船隻皆需出港避難之現象，因此對臺灣東部的海運及經濟發展有幫助。應用本計畫的成果，花蓮港港務局可先委託運輸研究所、成功大學或臺灣海洋大學，進行上面所建議之現場觀測，若其結果如預期，則可再委託一工程顧問公司規劃與設計上述之防波堤，使其能有效改善花蓮港的共振現象，並兼具休閒與觀光的價值。

參考文獻

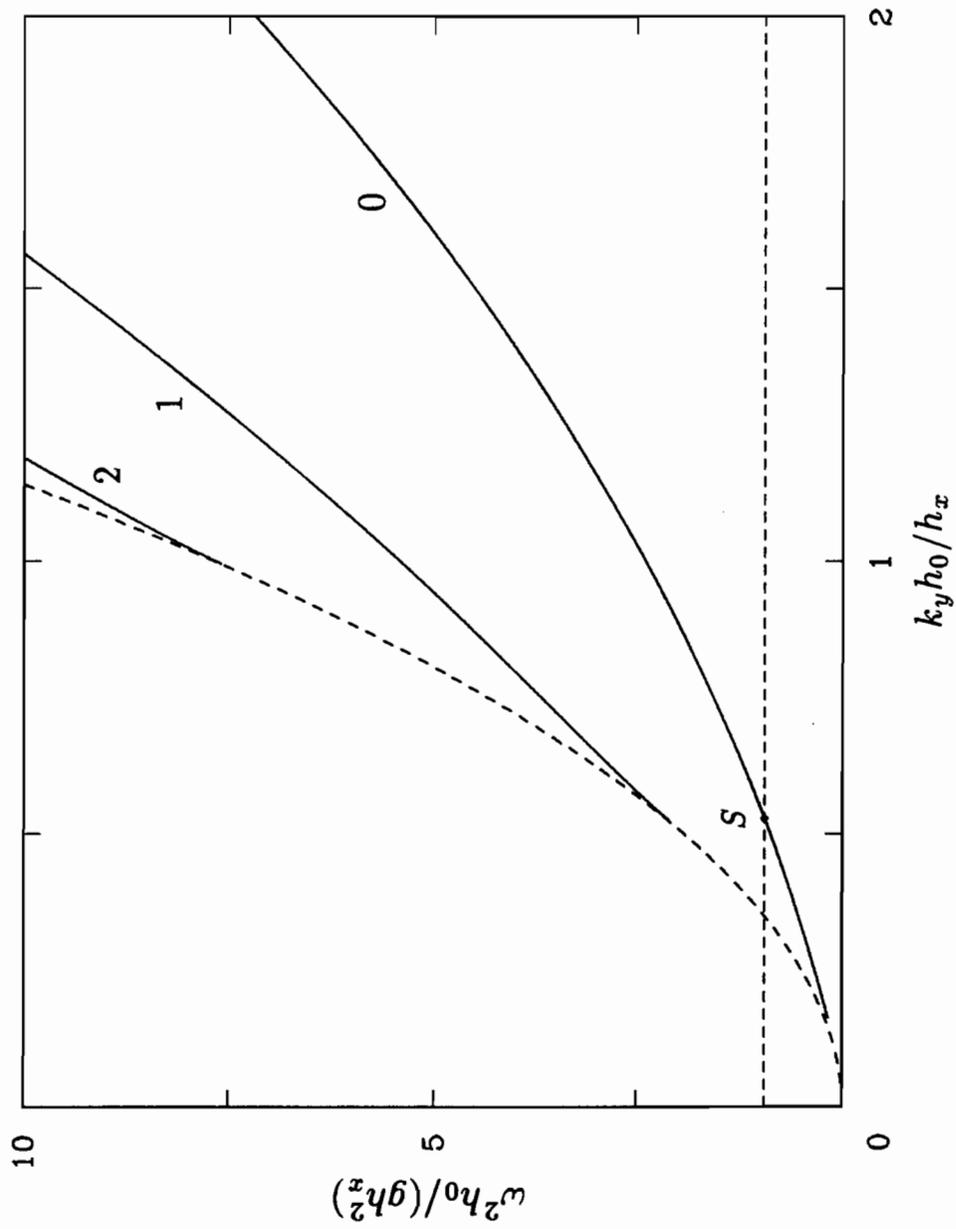
- Abramowitz, M. & Stegun, I. A. 1972 *Handbook of Mathematical Functions*.
Dover, New York.
- Eckart, C. 1951 Surface waves on water of variable depth. Wave Rep. 100,
Scripps Inst. of Oceanogr., Univ. of California, La Jolla.
- Huntley, D. A., Guza, R. T. & Thornton, E. B. 1981 Field observations of surf
beat, 1. progressive edge waves. *J. Geophys. Res.* **86**, 6451–6466.
- Kane, J. H. 1994 *Boundary Element Analysis in Engineering Continuum
Mechanics*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, USA.
- Lee, J.-J. 1971 Wave-induced oscillations in harbours of arbitrary geometry. *J.
Fluid Mech.* **45**, 375–394.
- Mei, C. C. 1983 *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*. Wiley-
Interscience, New York.
- Miles, J. & Munk, W. 1961 Harbor paradox. *Proc. Am. Soc. Civ. Engrs., J.
Waterways Harbors Div.* **87**, 111–130.
- Schäffer, H. A. 1994 Edge waves forced by short-wave groups. *J. Fluid
Mech.* **259**, 125–148.
- 徐進華 2003 防波堤堤頭附近波浪特性研究, 運輸研究所港灣技術研究中心。



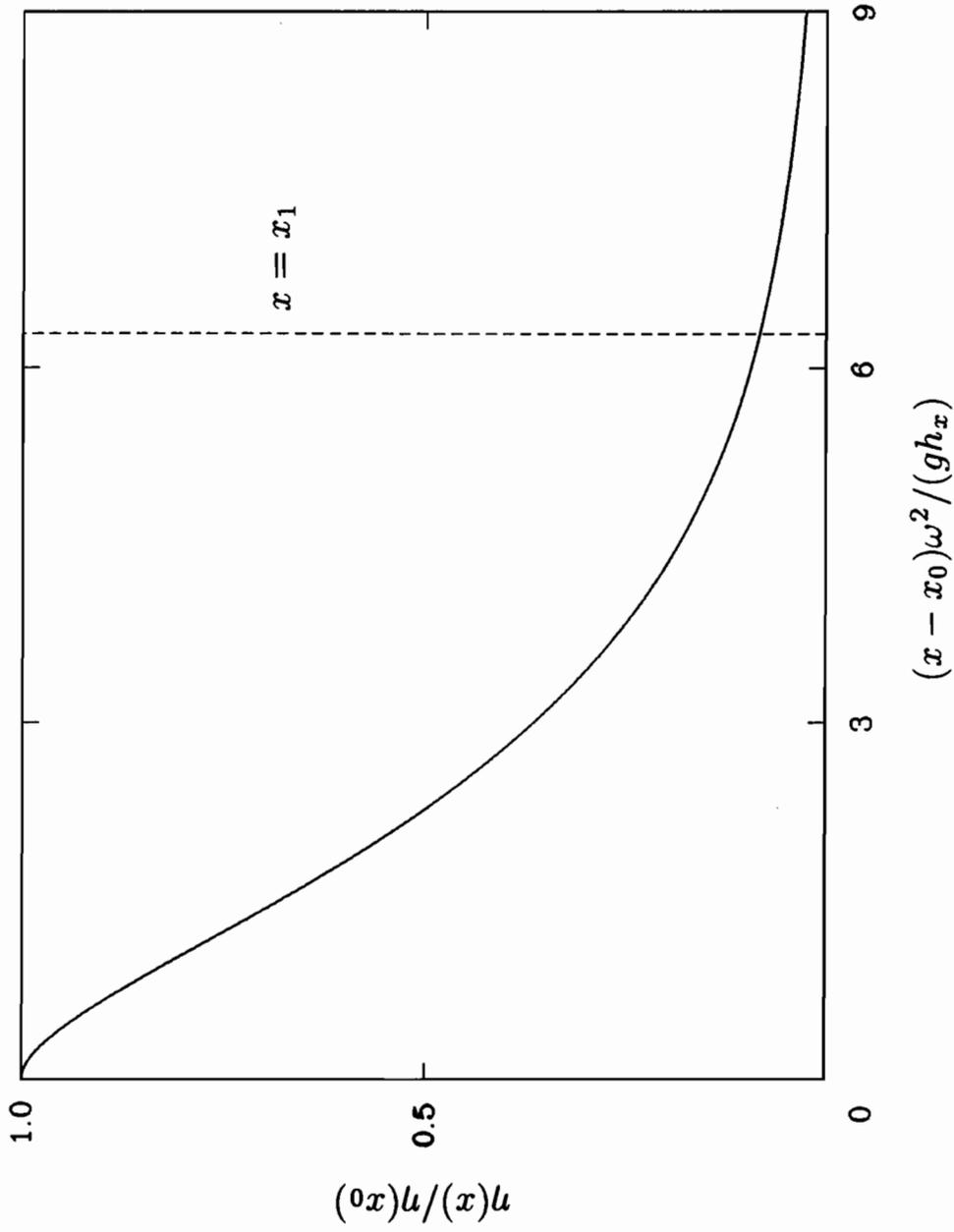
圖一、示意圖。細實線表岸邊斜坡與外海等深區之分隔線



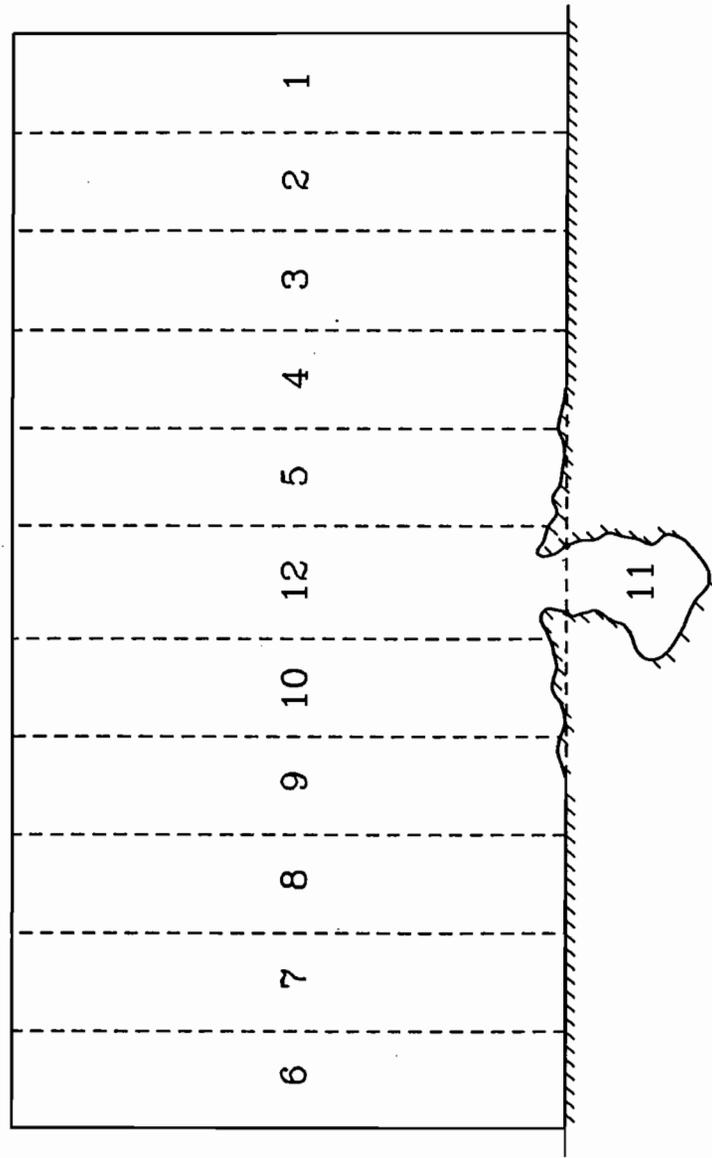
圖二、遠離港口地區之海底地形



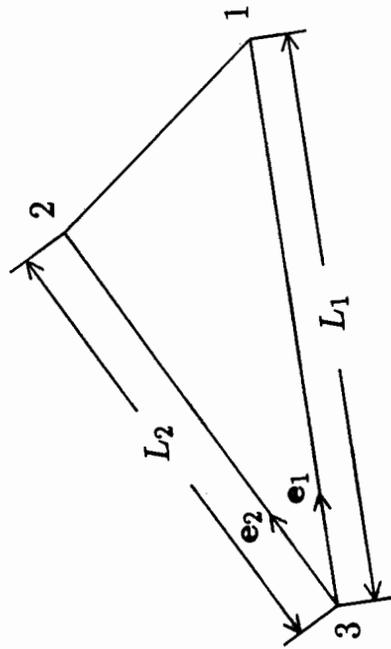
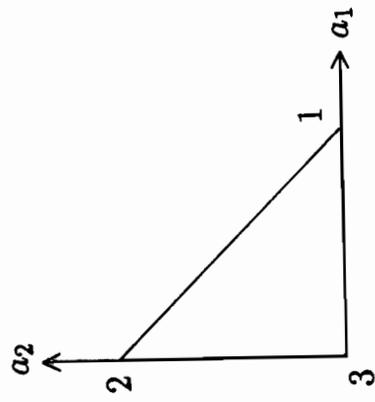
圖三、當海底地形如圖二所示時，緣岸波之離散關係式。虛曲線cut-off frequency, 虛直線顯示 $\omega = 2\pi/160 \text{ rad sec}^{-1}$ 之位置



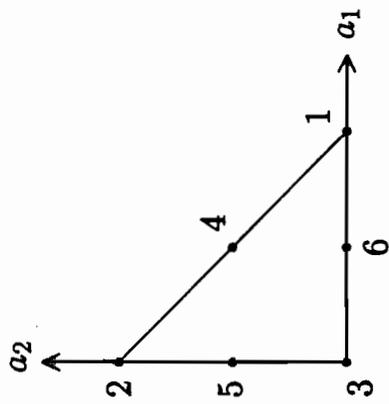
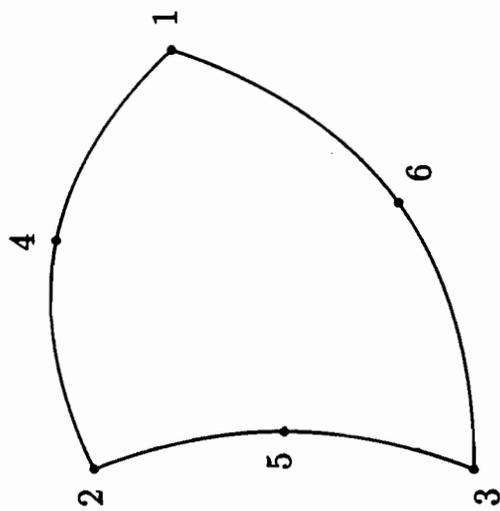
圖四、由圖三之S點所代表的緣岸波之 profile



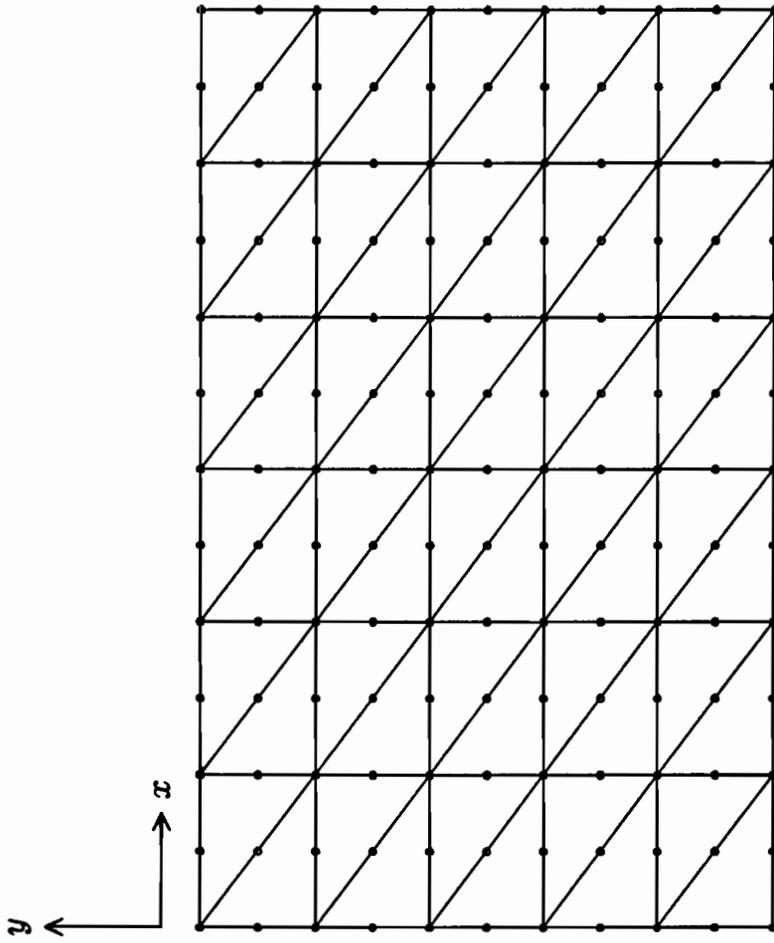
圖五、多區域邊界元素法及連續壓縮過程解說圖



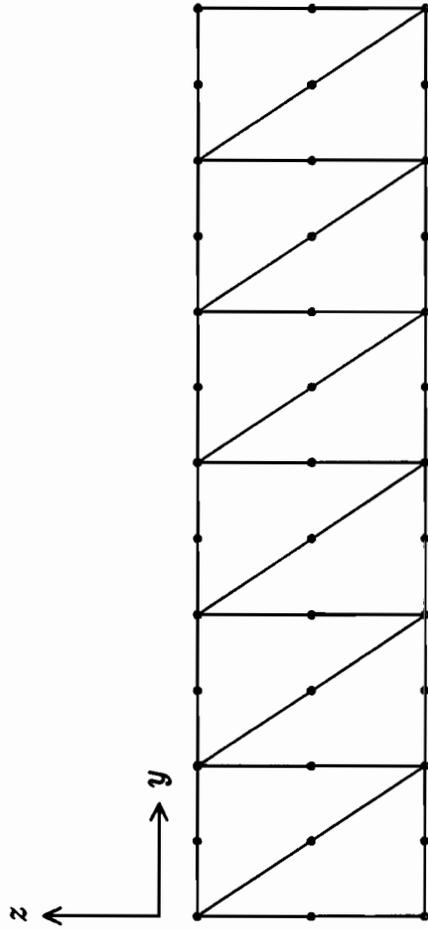
圖六、示意圖



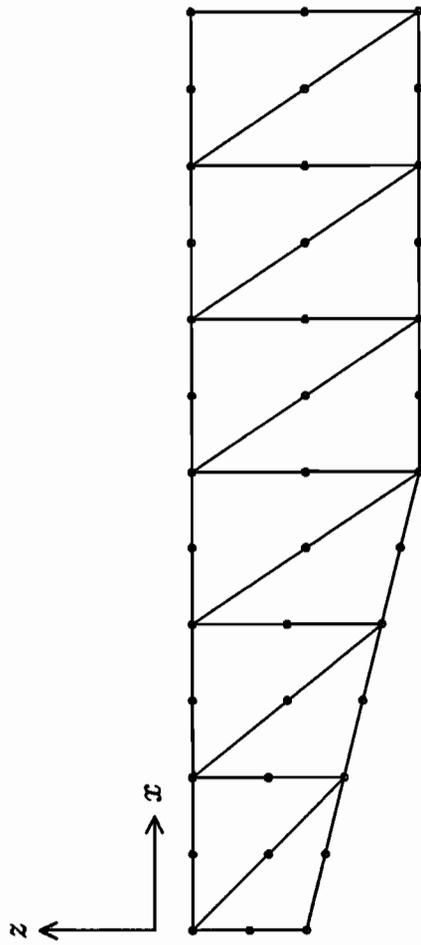
圖七、六節點三角形邊界元素



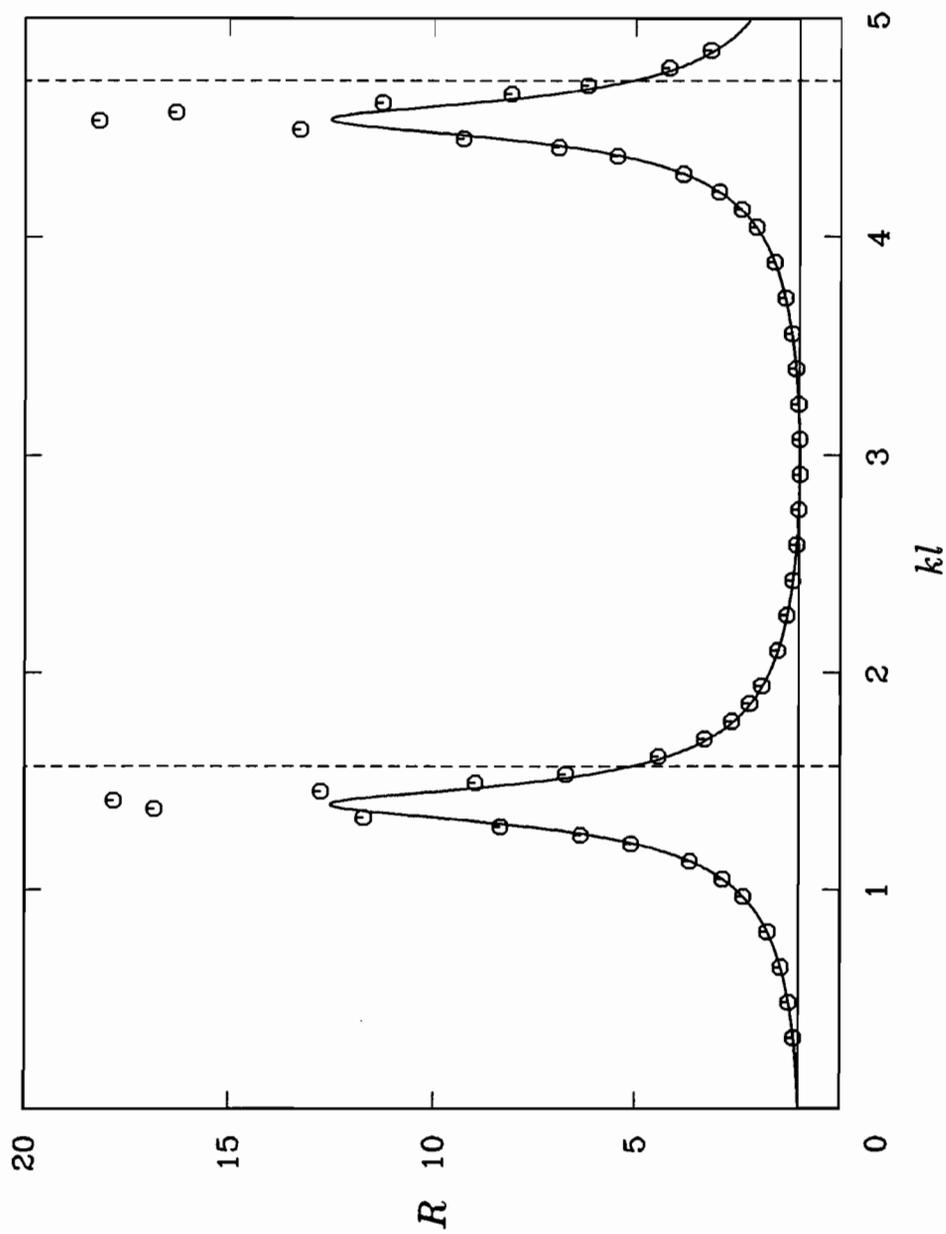
圖八、海底及自由表面上之網格型態



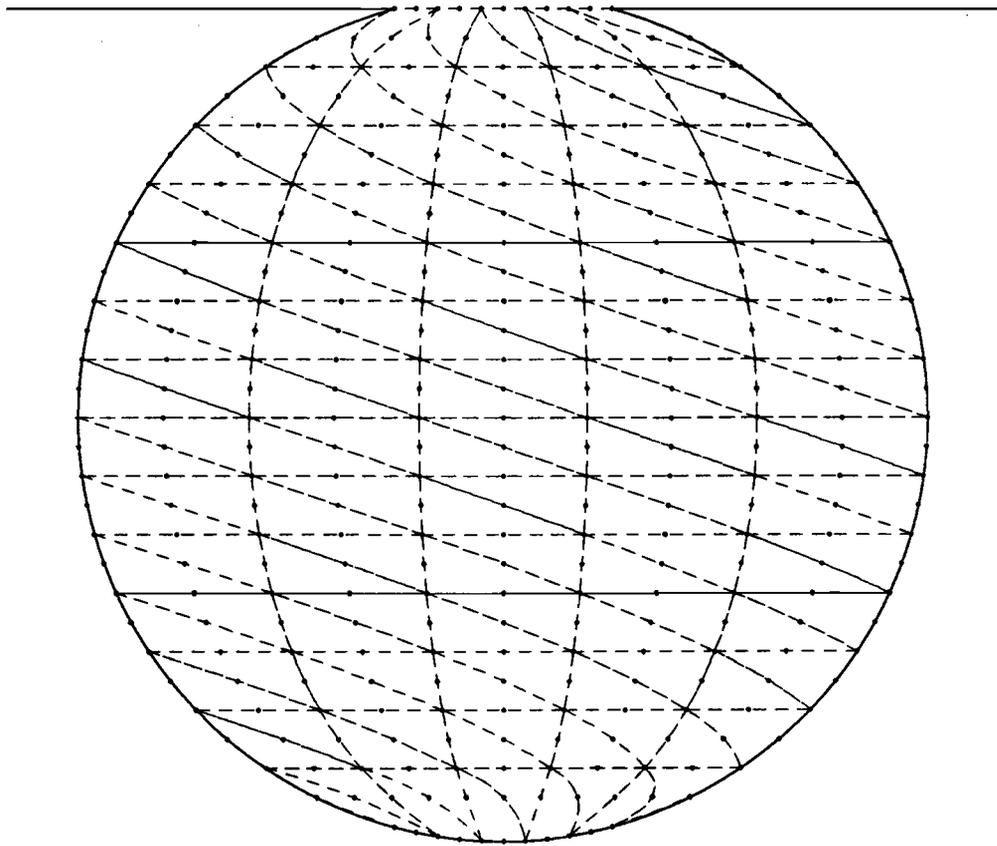
圖九、海岸線上及其對面邊界上之網格型態



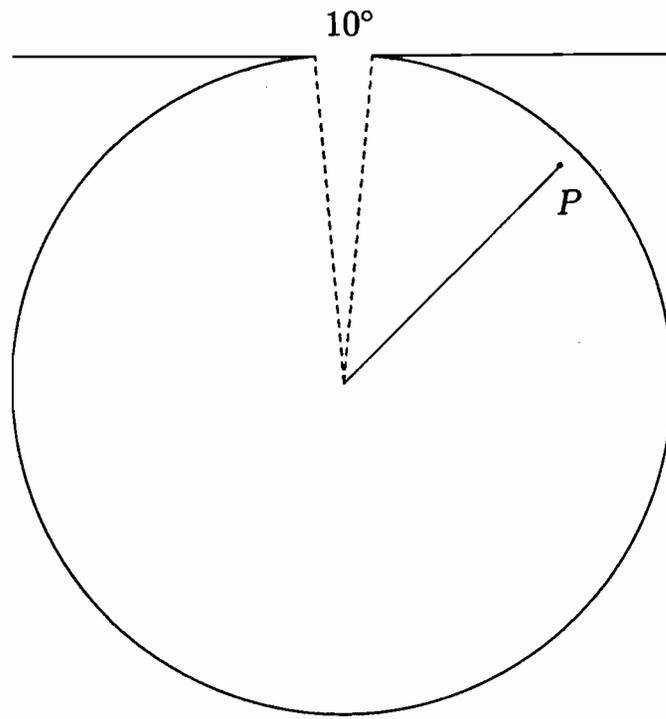
圖十、垂直海岸線的邊界上之網格式態



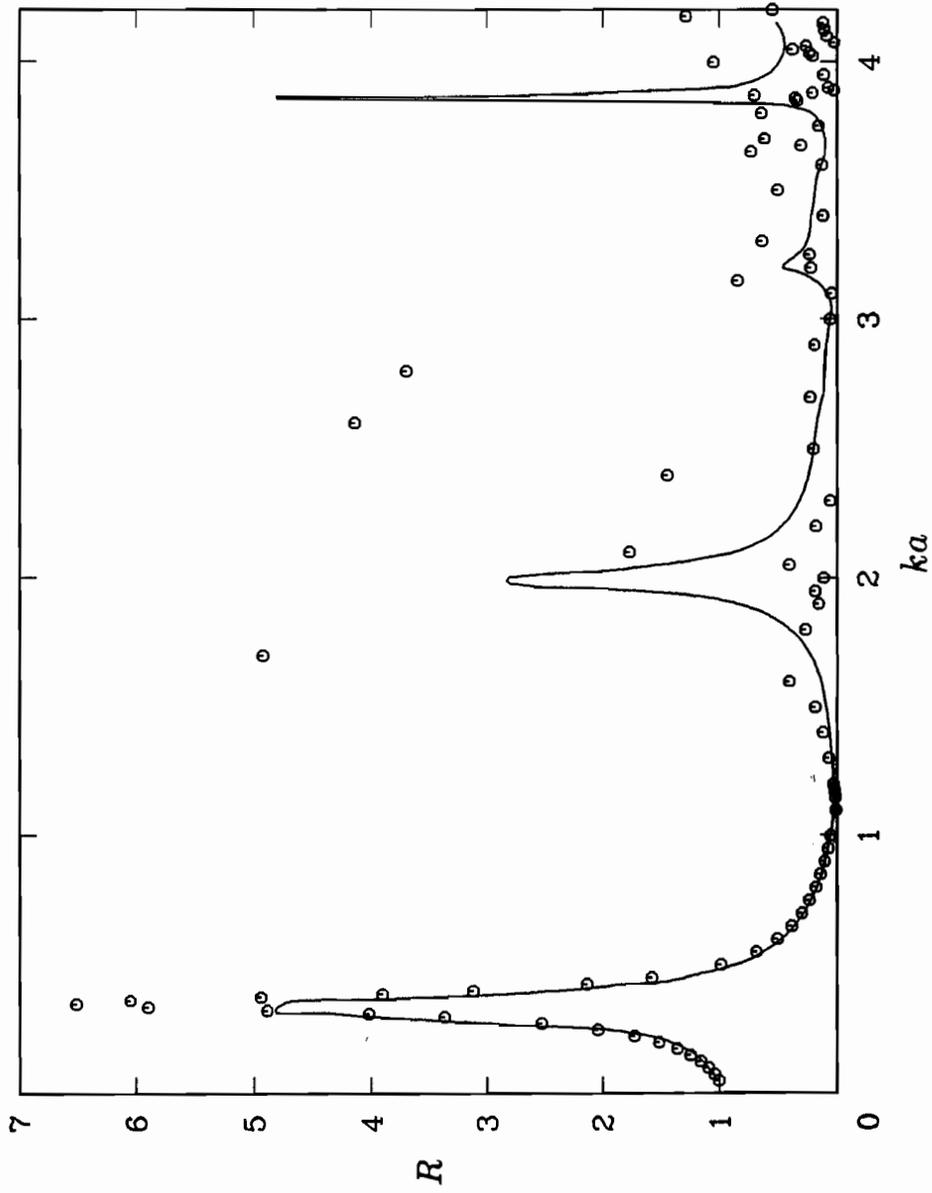
圖十一、矩形港池之振幅放大率。曲線表Mei(1983)的解析解，圓圈表目前的數值解



圖十二、圓形港池之底部及自由表面上的真實網格型態

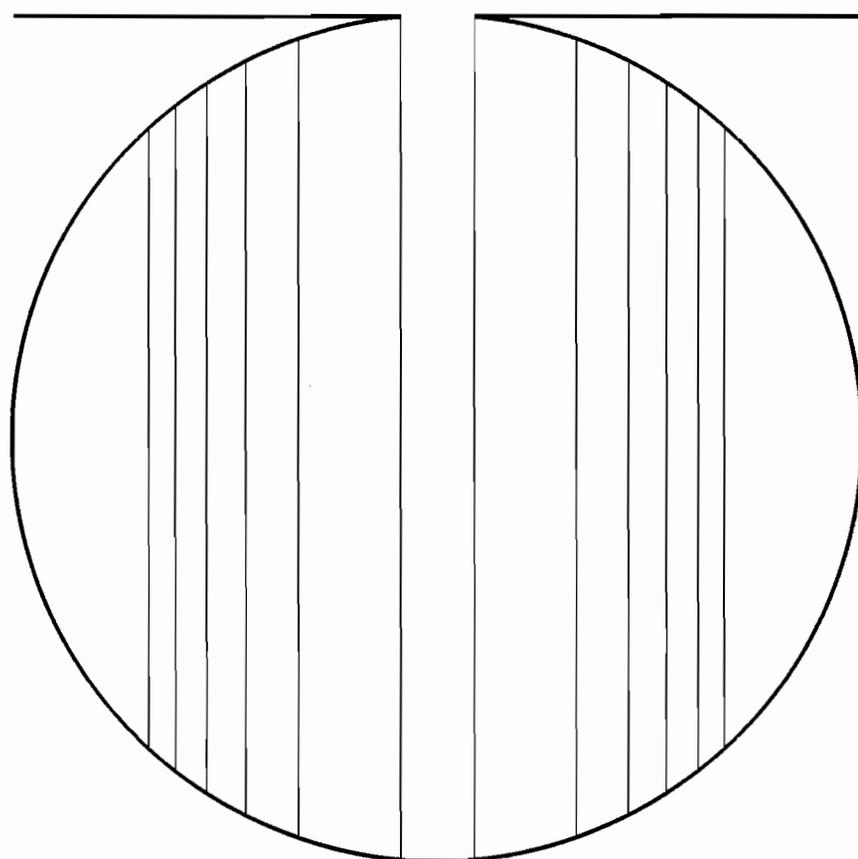


圖十三、示意圖

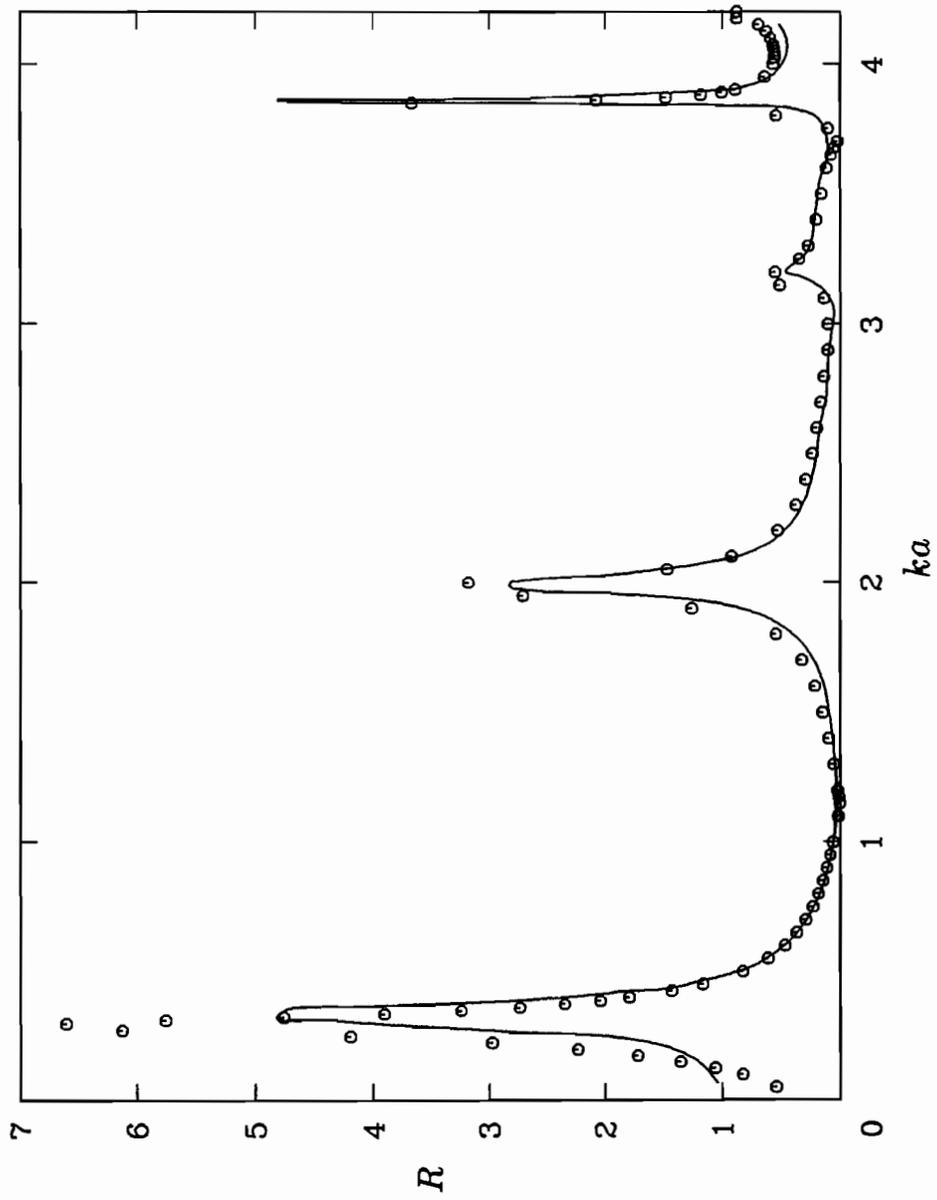


圖十四、圖十三中P點之振幅放大率。曲線表 Lee(1971) 的數值解，圓圈表

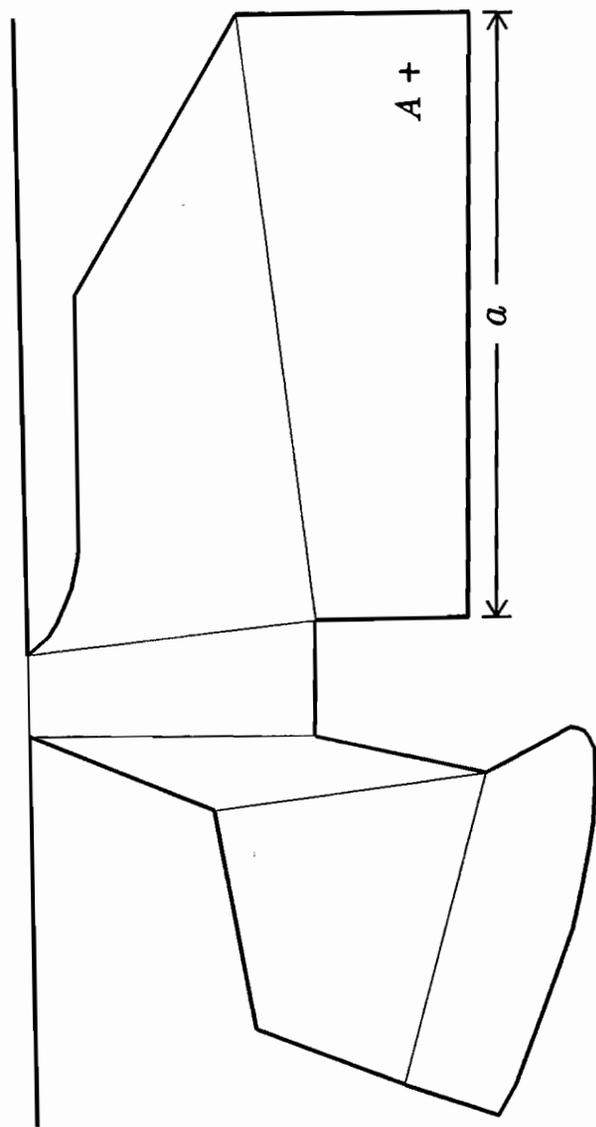
目前的數值解



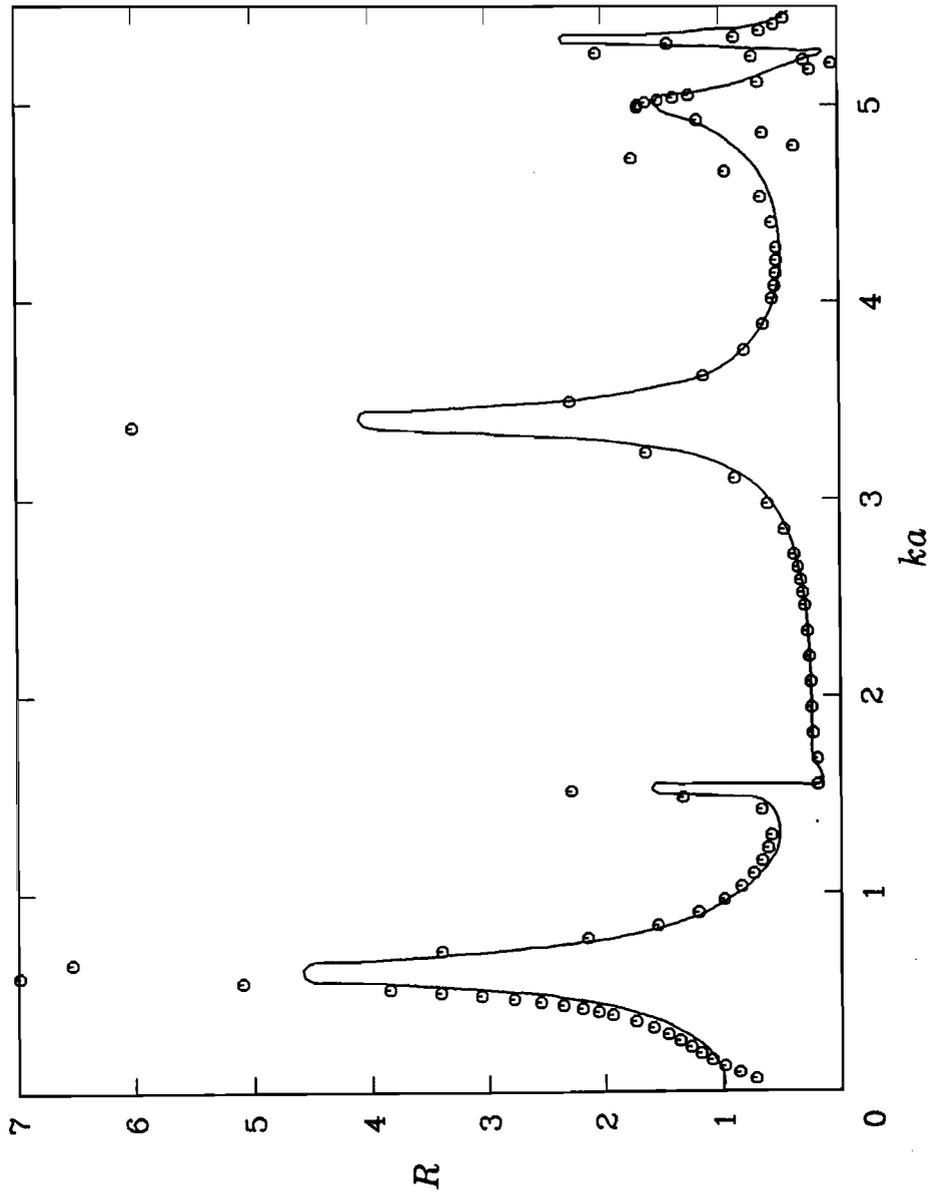
圖十五、圓形港內分區狀況



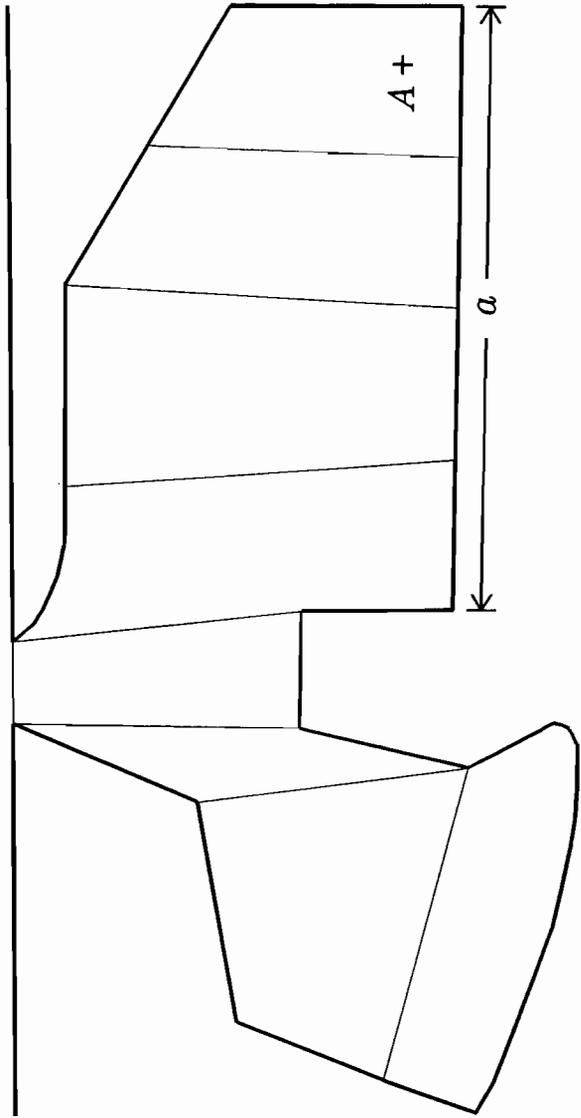
圖十六、類似於圖十四，但目前的圖圈表圓形港內分區後所獲得的數值解



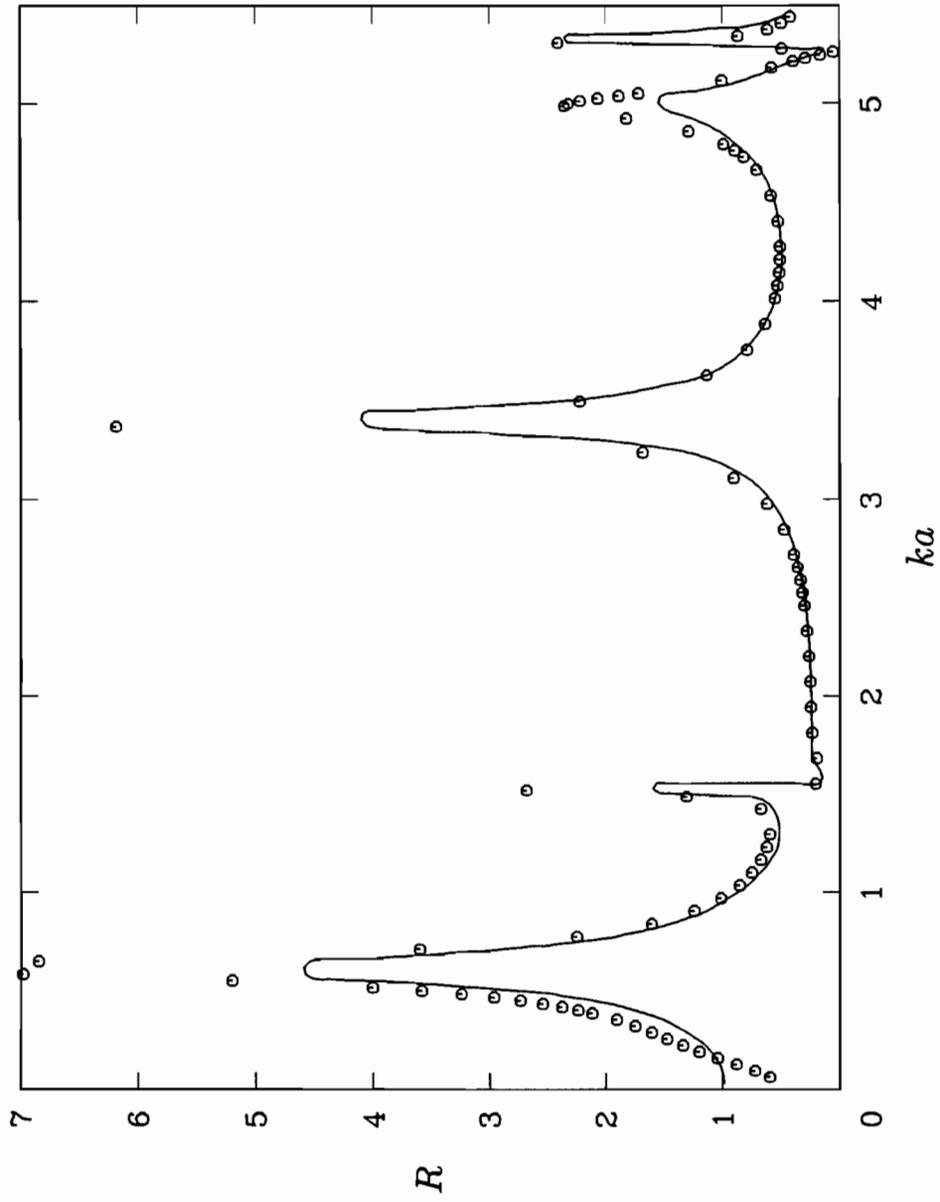
圖十七、Long Beach Harbour 內之第一種分區方式



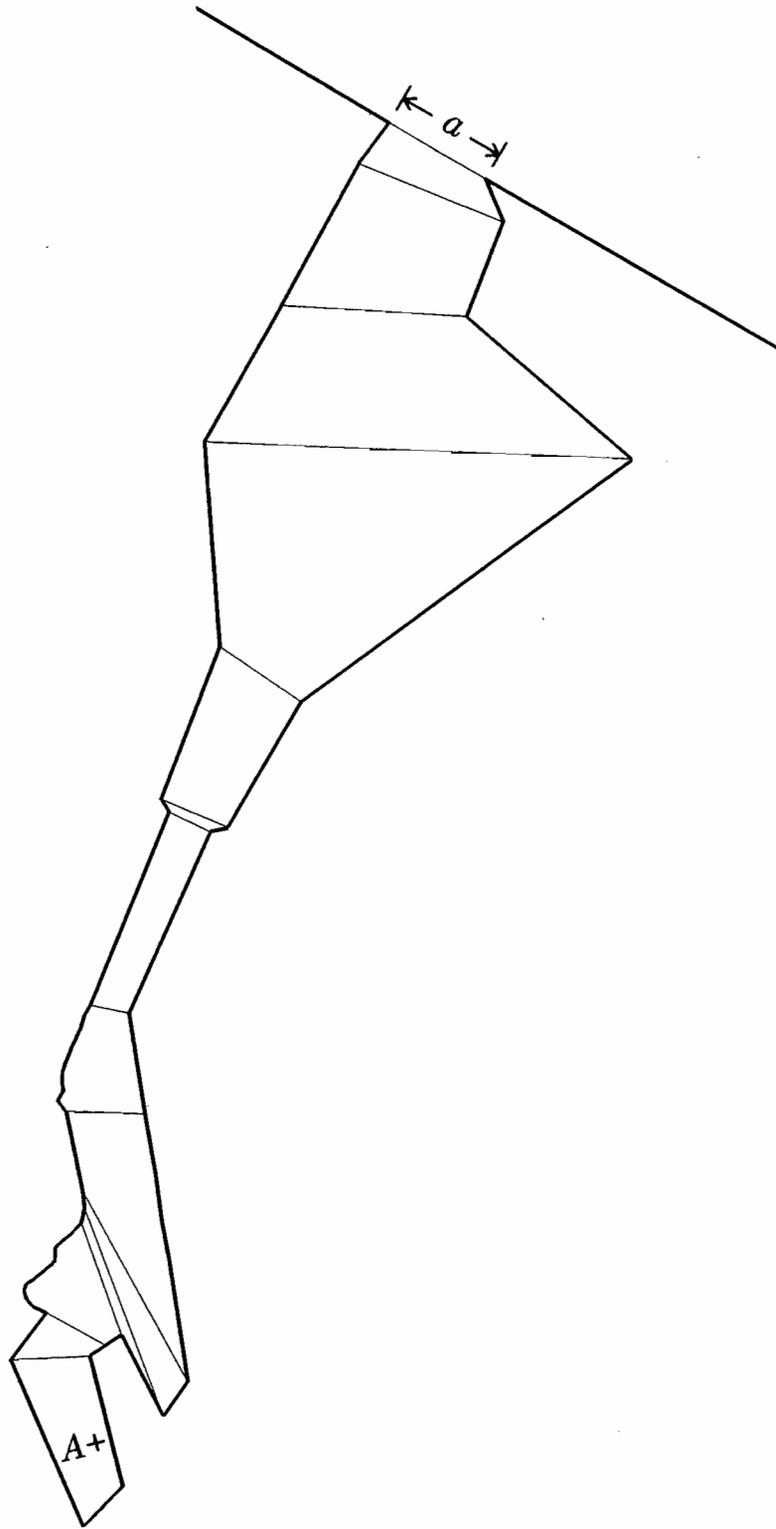
圖十八、在圖十七之分區方式下所獲得Long Beach Harbour 內4點之
 振幅放大率。曲線表 Lee(1971) 之數值解， \bullet 表目前的數值解



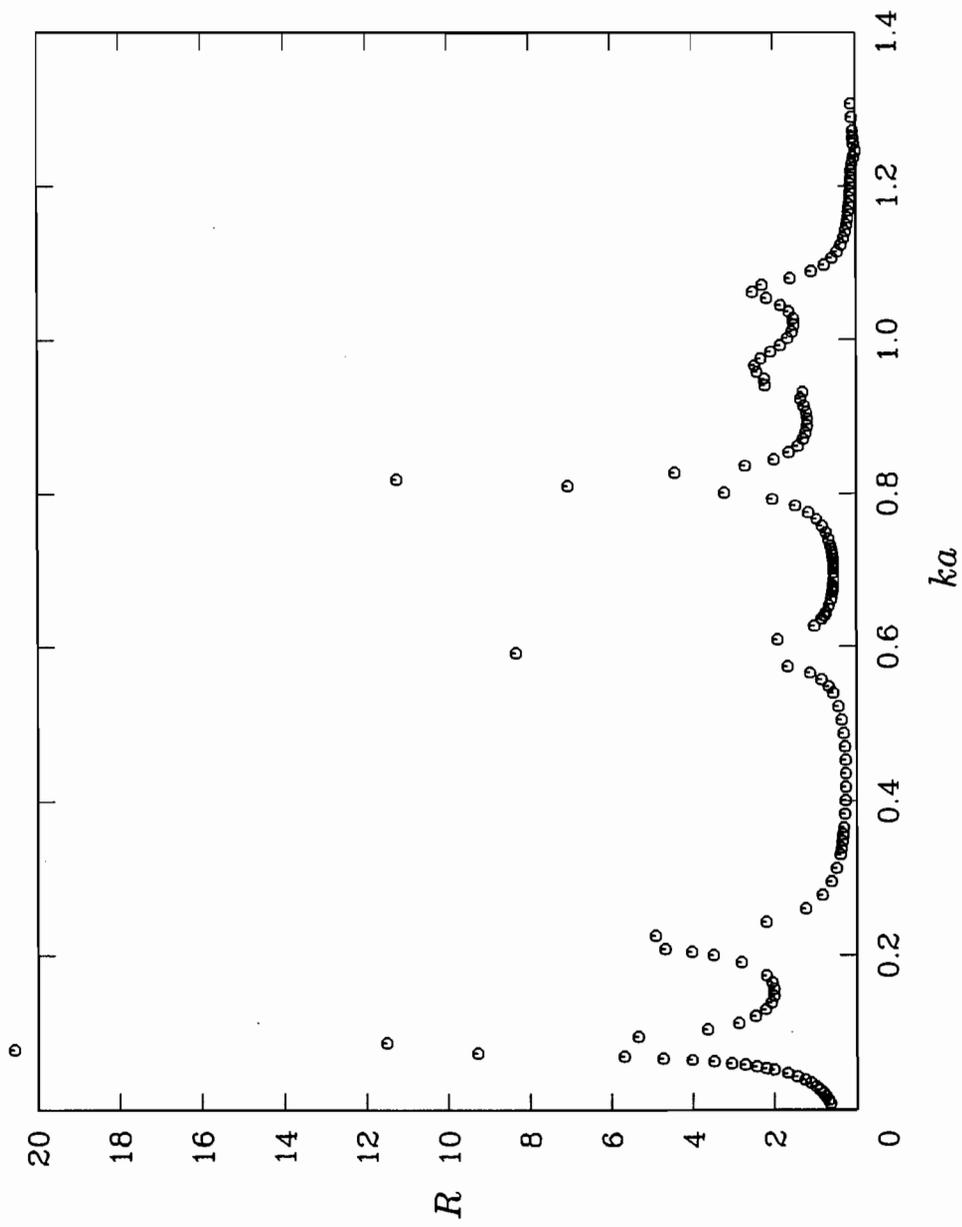
圖十九、Long Beach Harbour 內之第二種分區方式



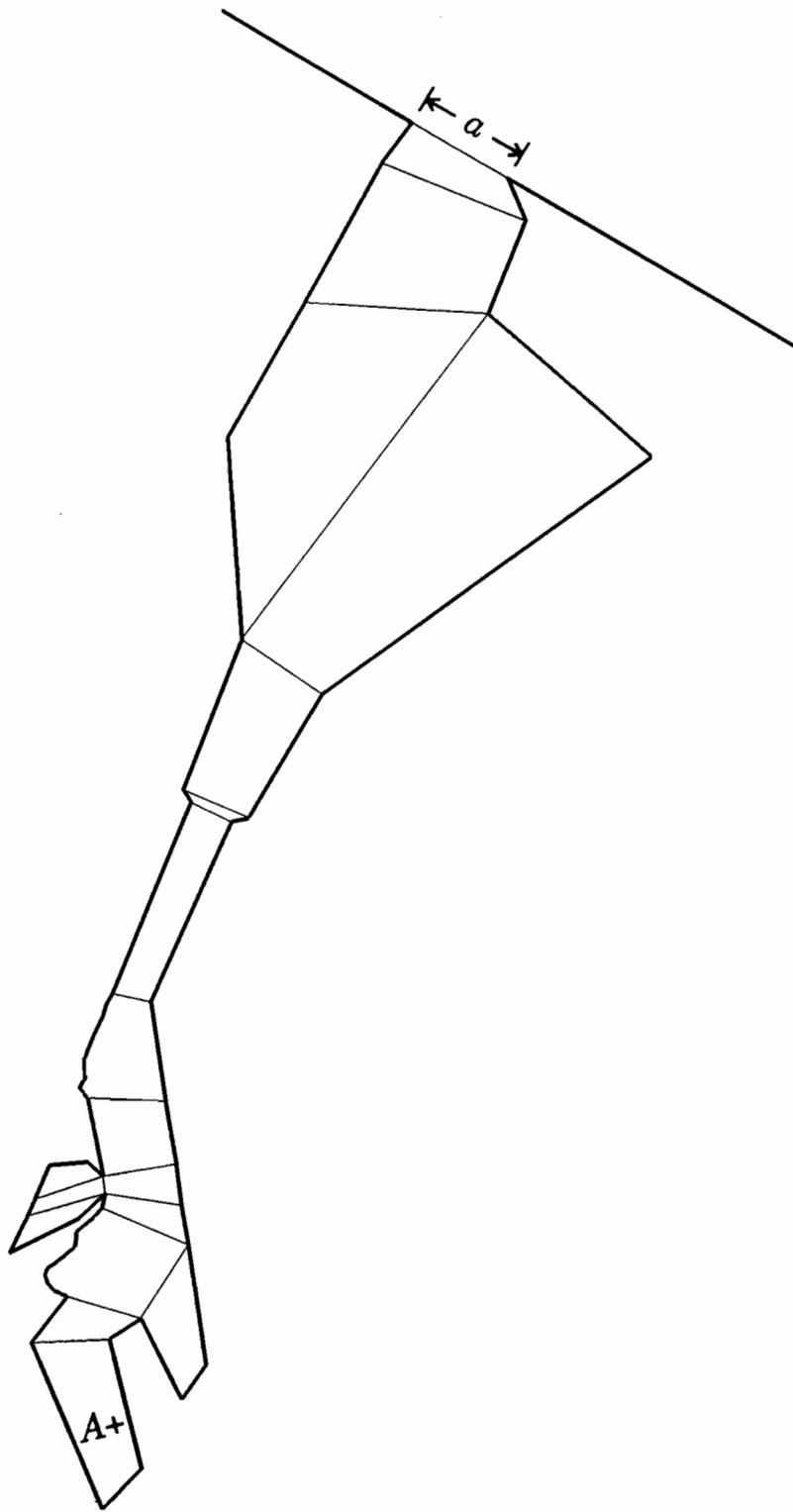
圖二十、在圖十九之分區方式下所獲得Long Beach Harbour 內A點之
 振幅放大率。曲線表 Lee(1971) 之數值解，圓圈表目前的數值解



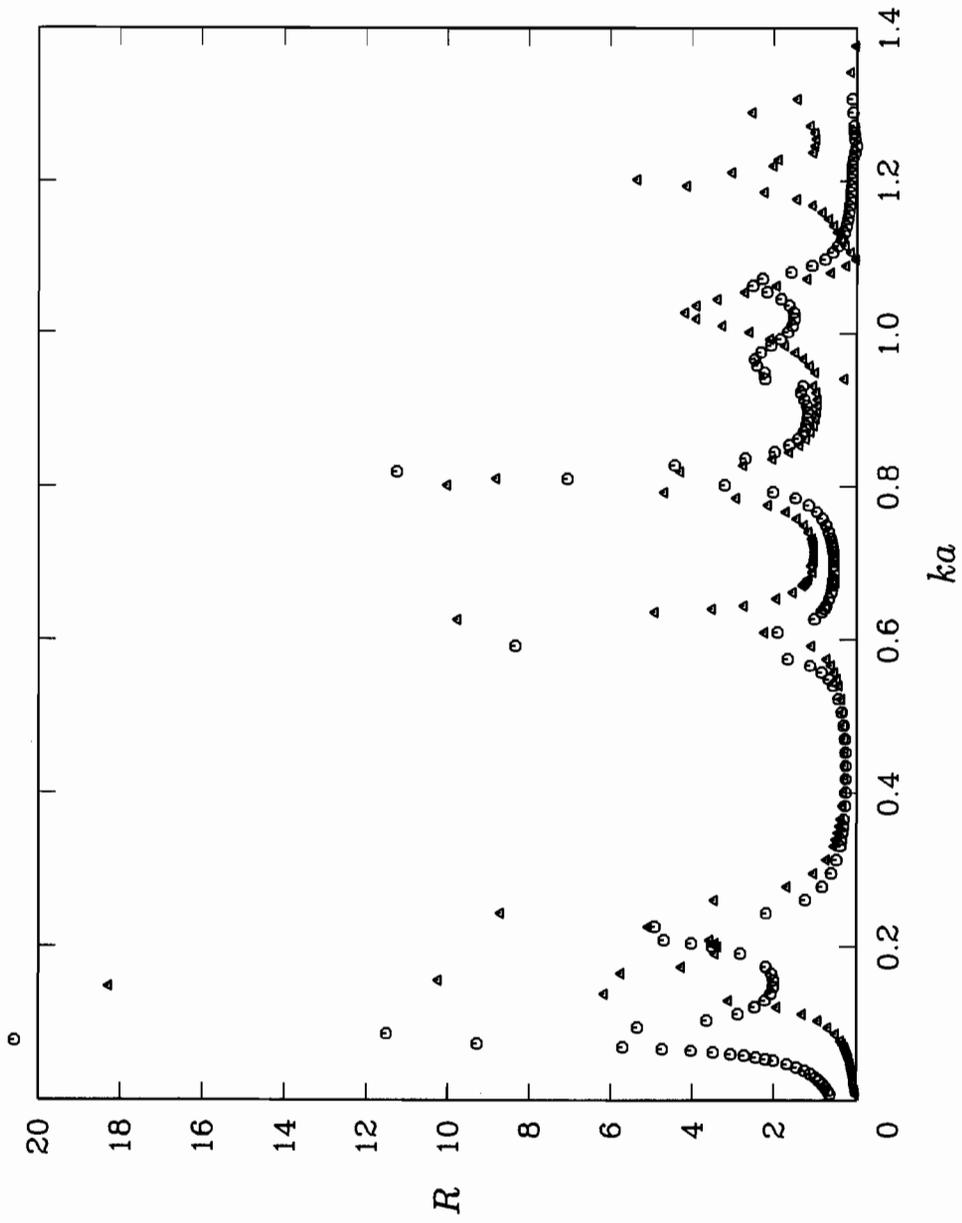
圖二十一、花蓮港不分區時，為適用目前的數值方法而將漁港忽略後之港形



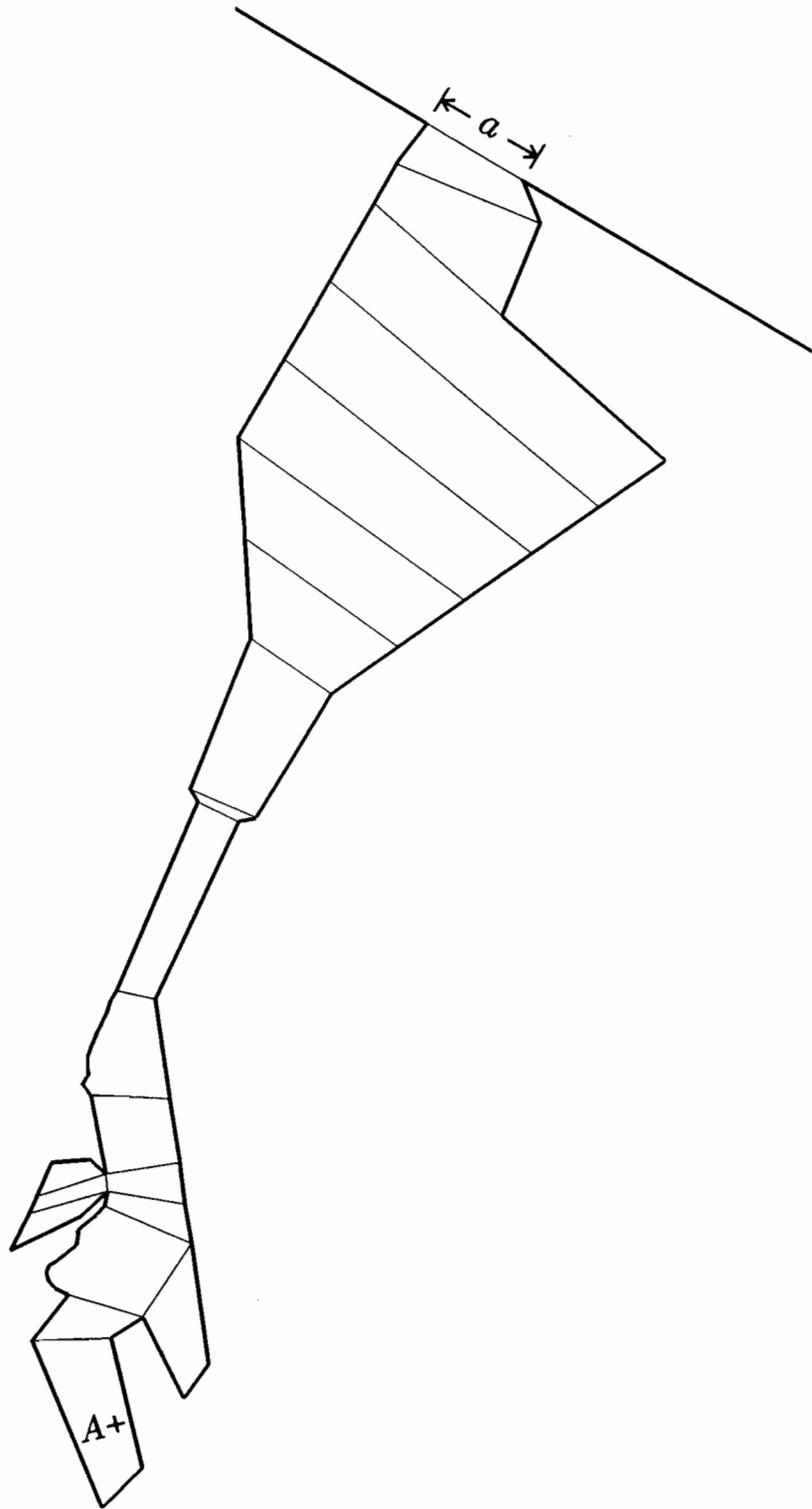
圖二十二、花蓮港不分區時，應用目前的數值方法所獲得的解



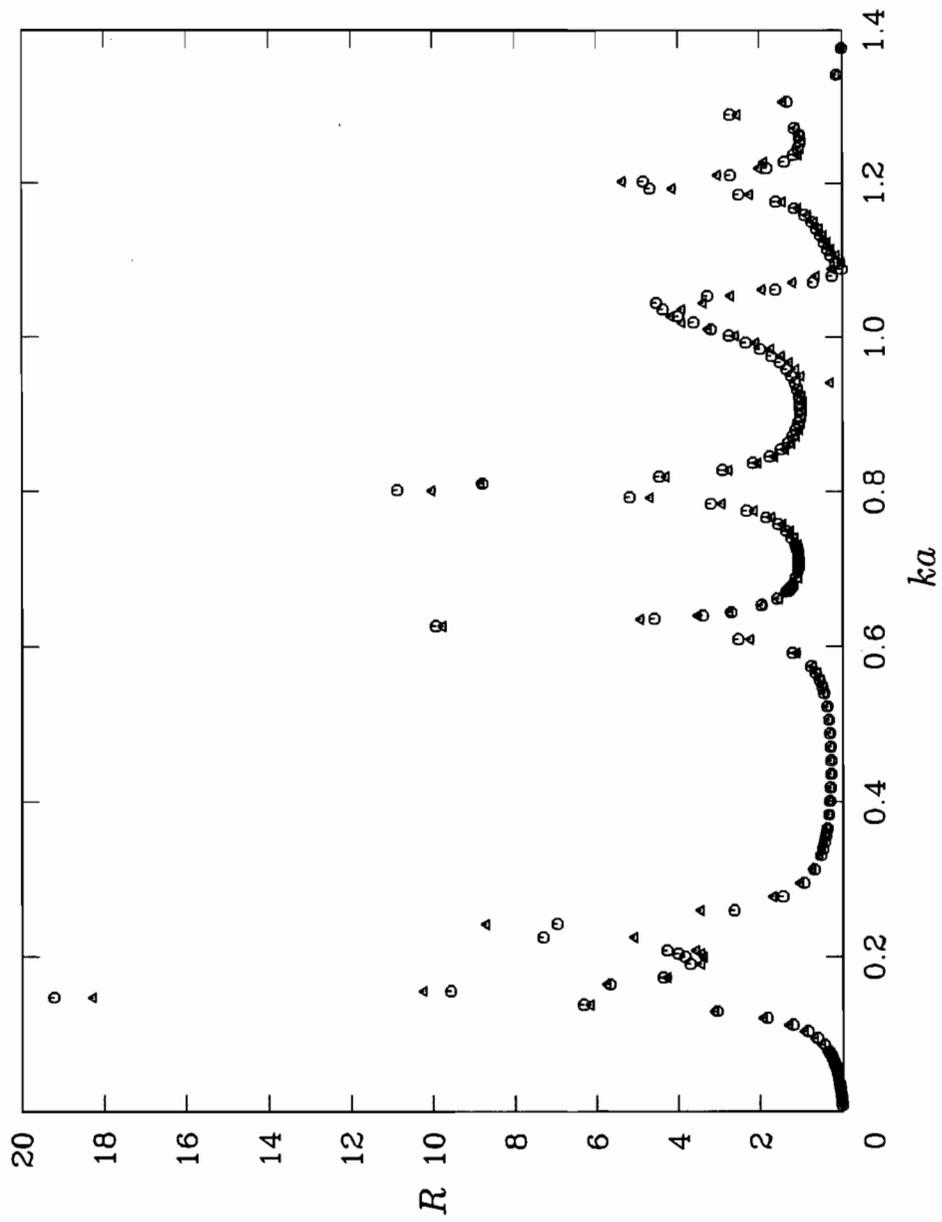
圖二十三、花蓮港分爲18個分區之狀況



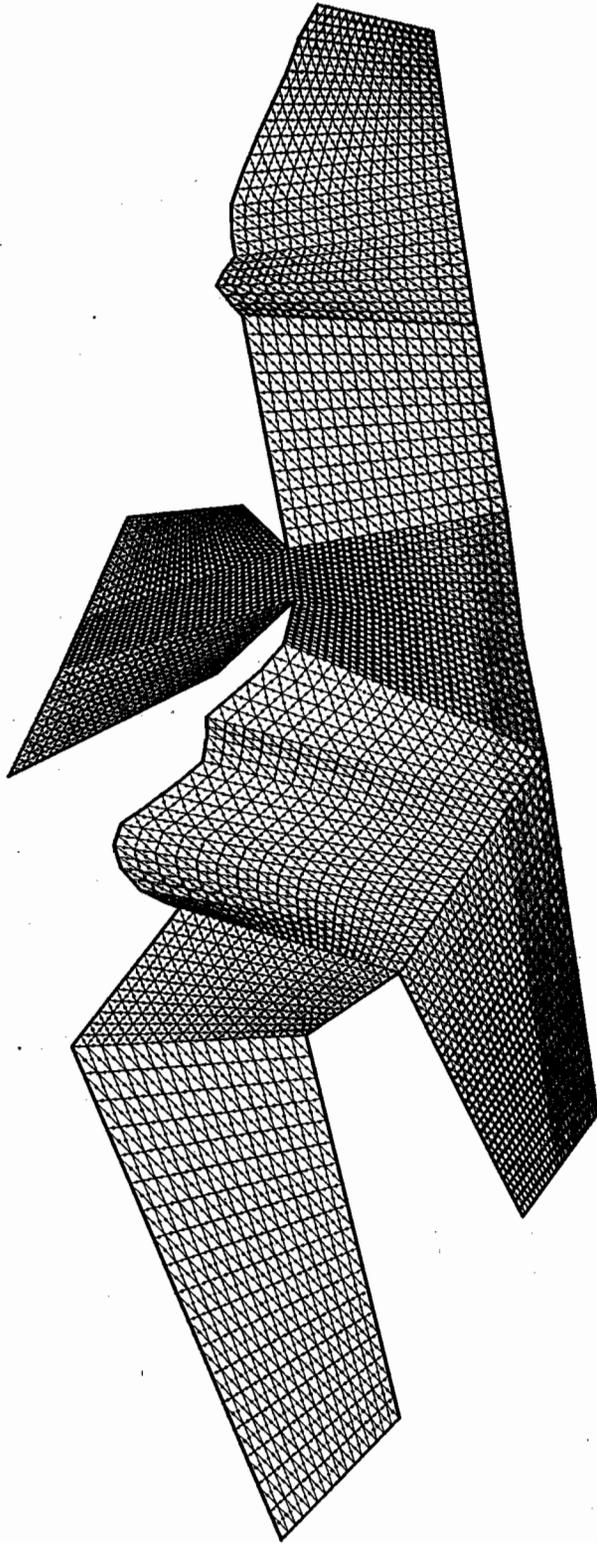
圖二十四、針對圖二十三之分區狀況，應用目前的數值方法所獲得的解
 (三角形符號)。圓圈表圖二十二的結果



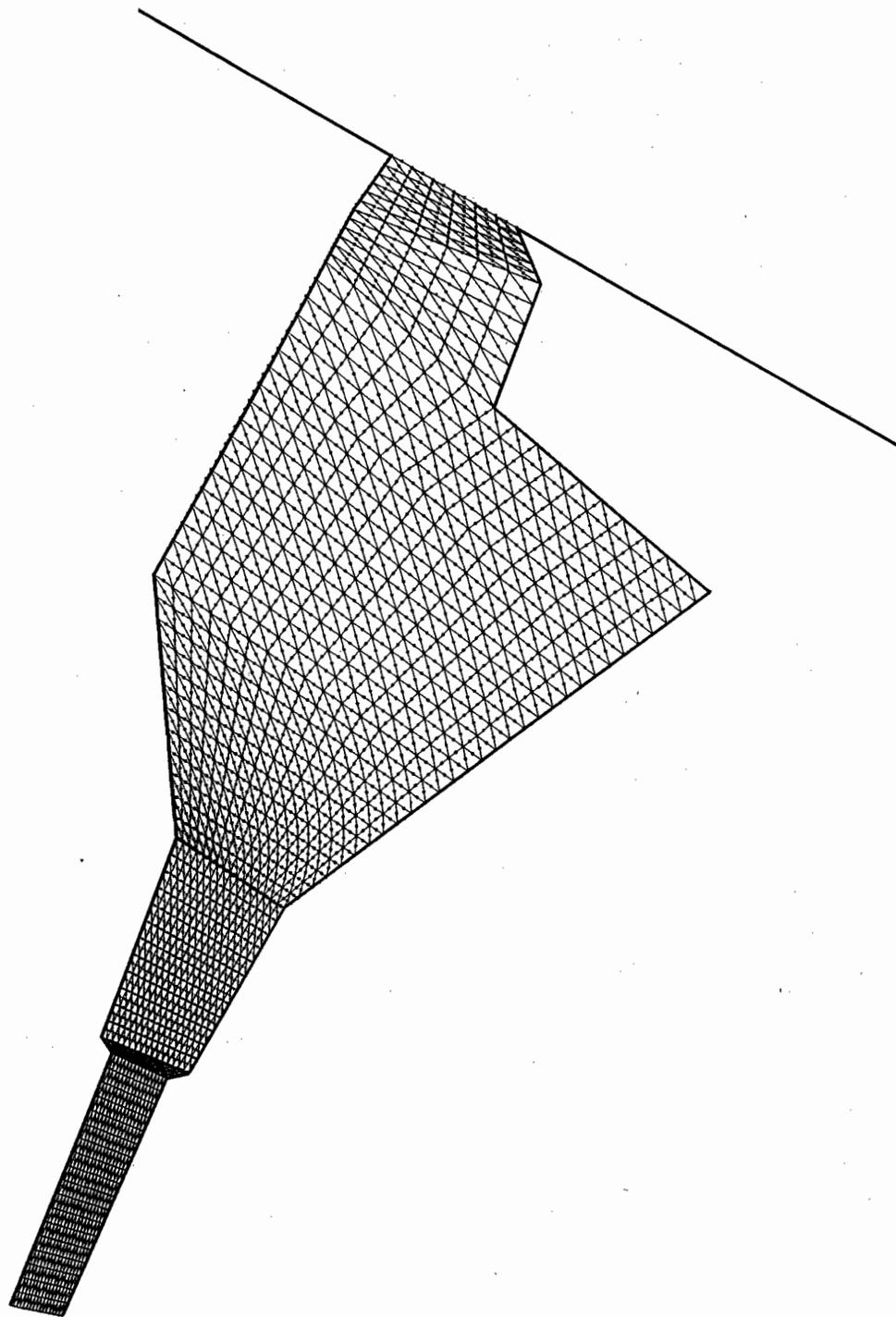
圖二十五、花蓮港分爲21個分區之狀況



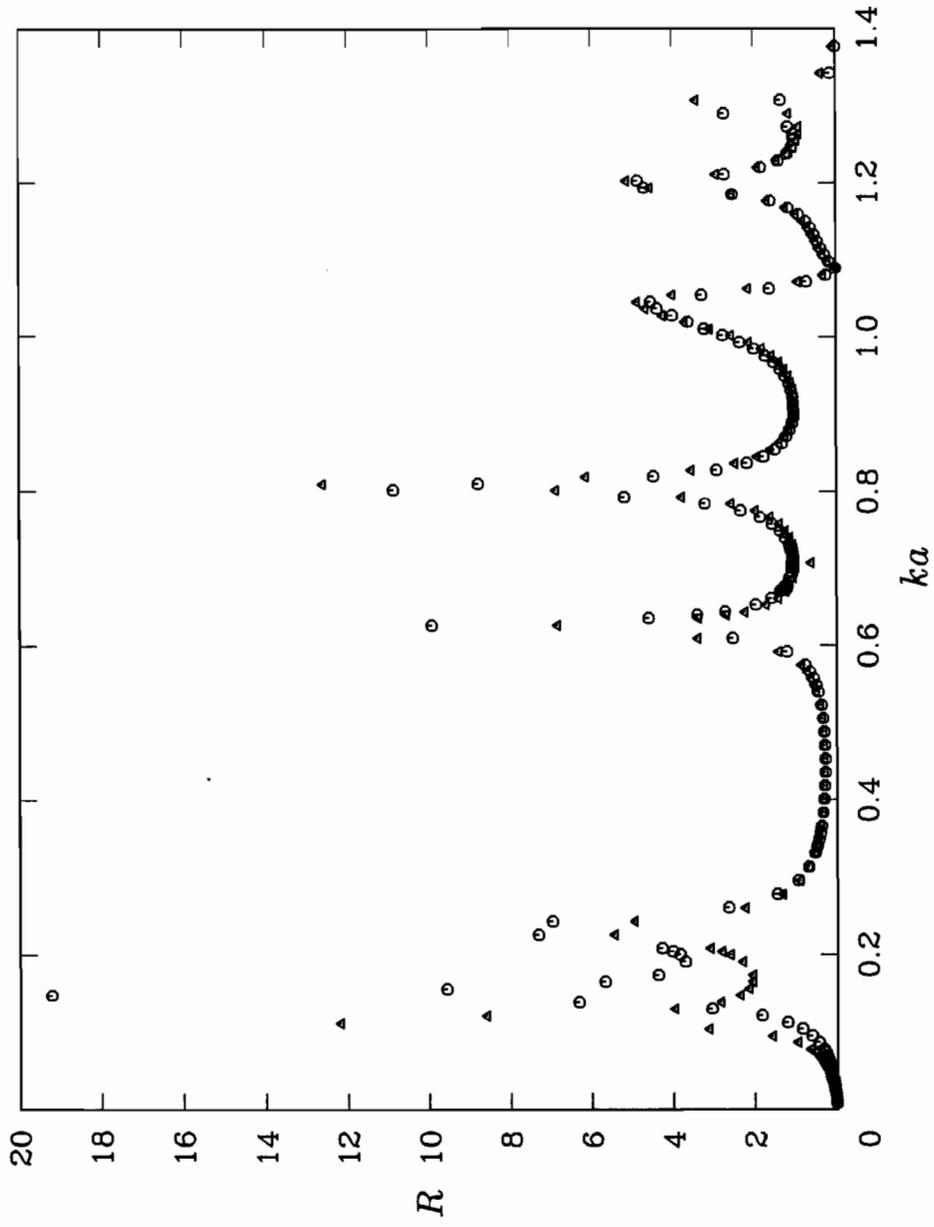
圖二十六、針對圖二十五(圓圈)與圖二十三(三角形)之分區狀況,應用目前的數值方法所獲得的解



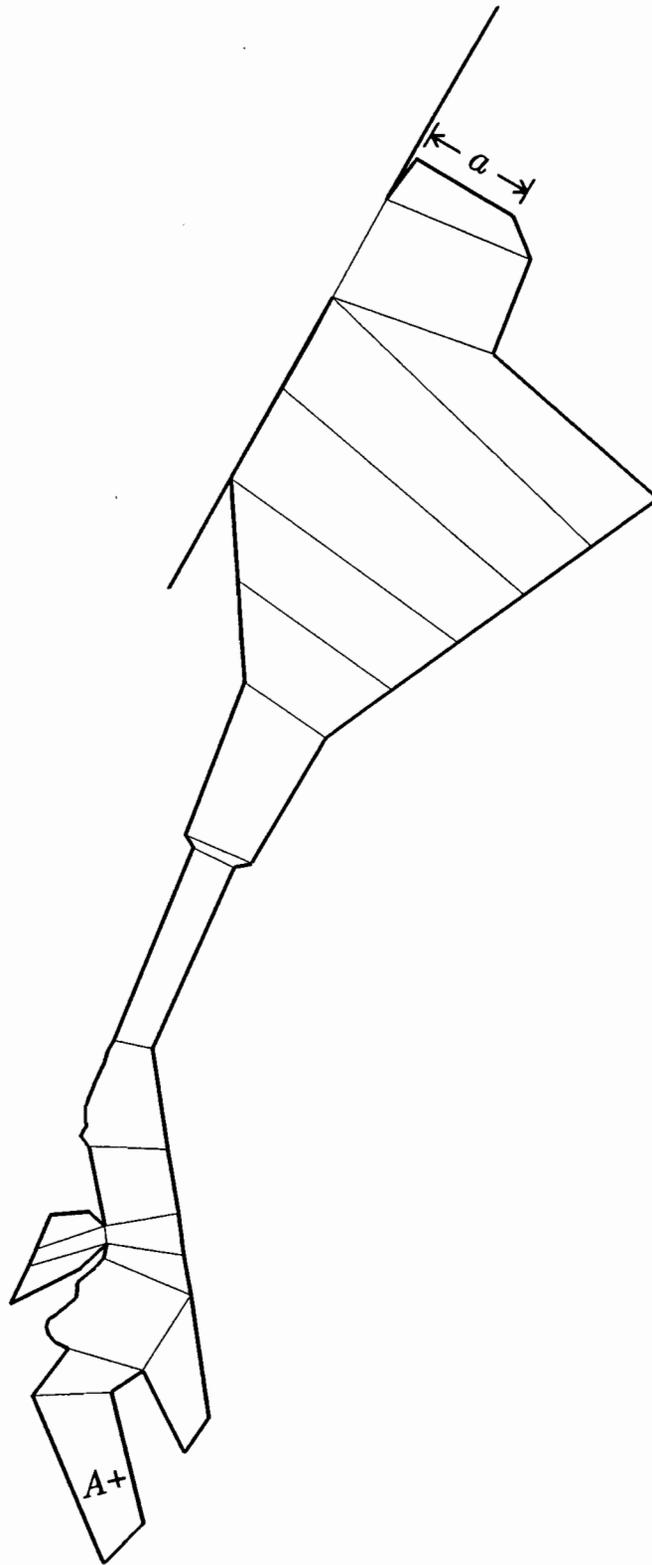
圖二十七、花蓮港自由表面上的網格



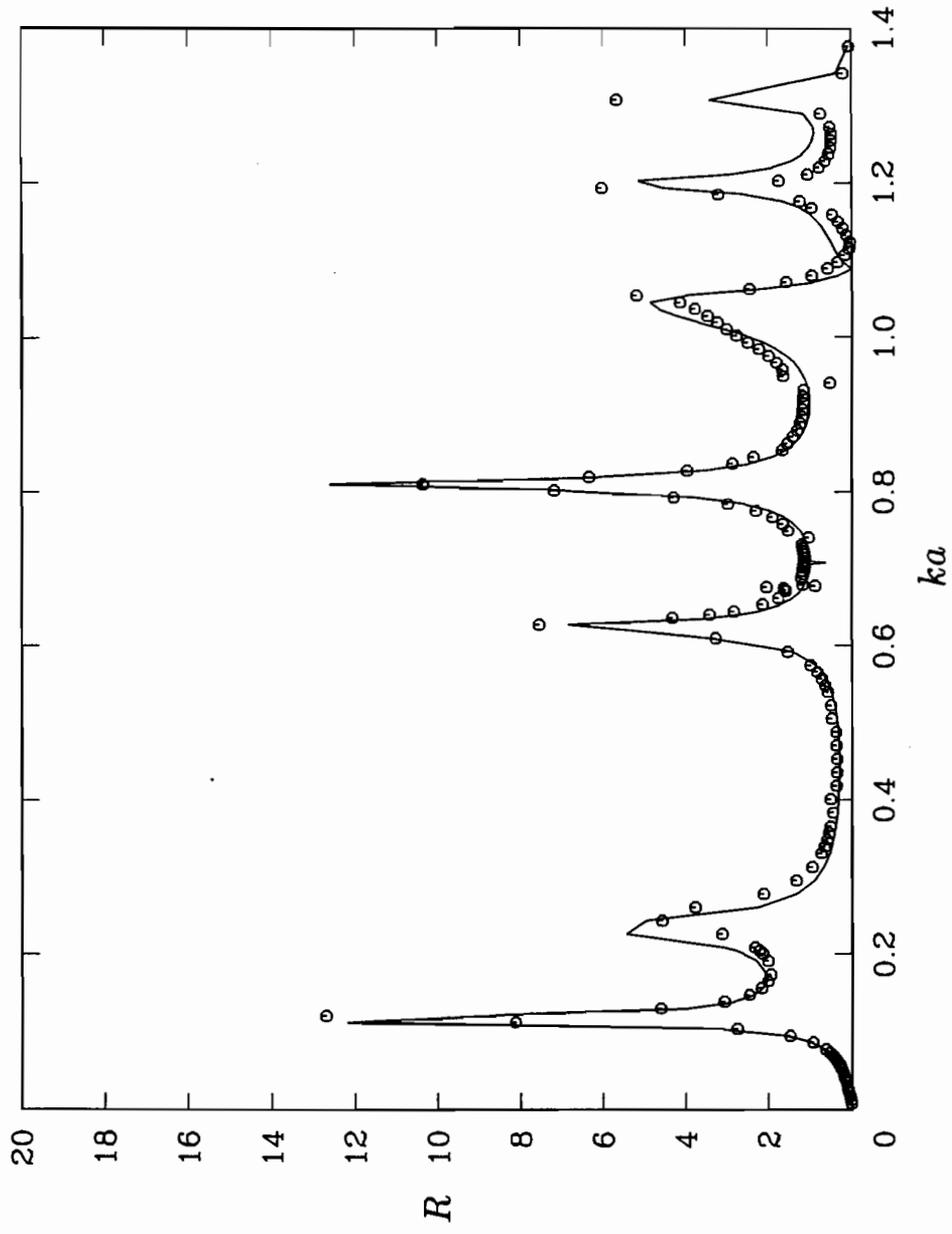
圖二十七、(延續並縮小)



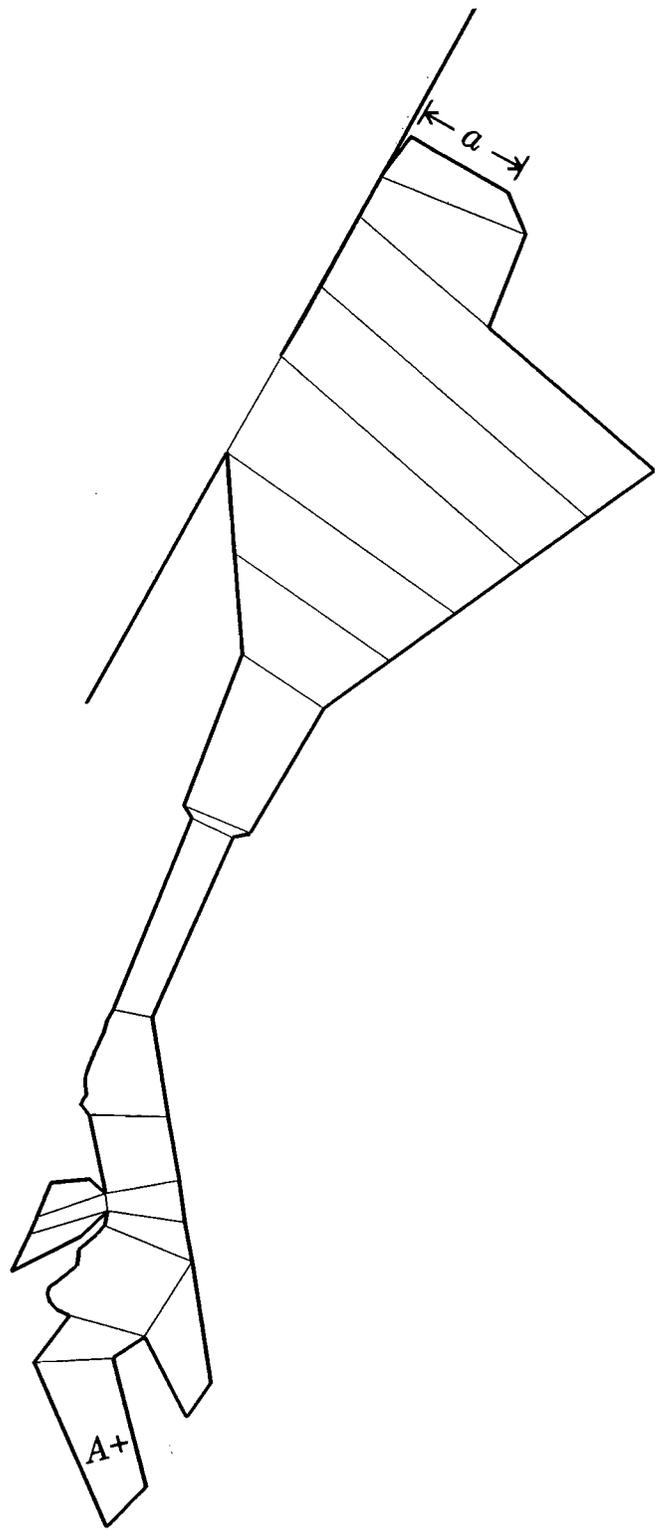
圖二十八、針對圖二十五之分區狀況，將各分區內之節點數減少所獲得的解（三角形）。圓圈表節點數未減少時的解



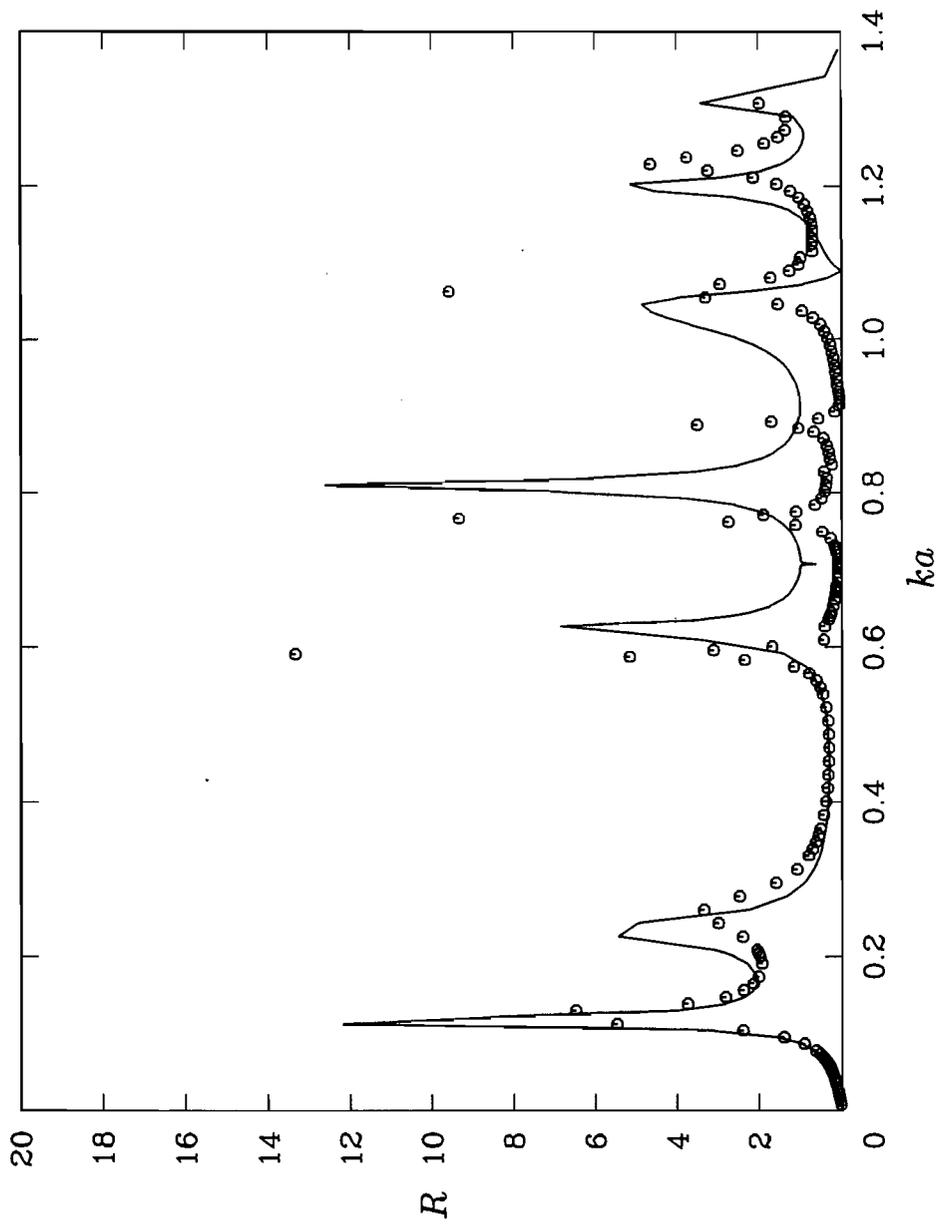
圖二十九、改變花蓮港入口方向之方案，但其位置與原來者相距不遠



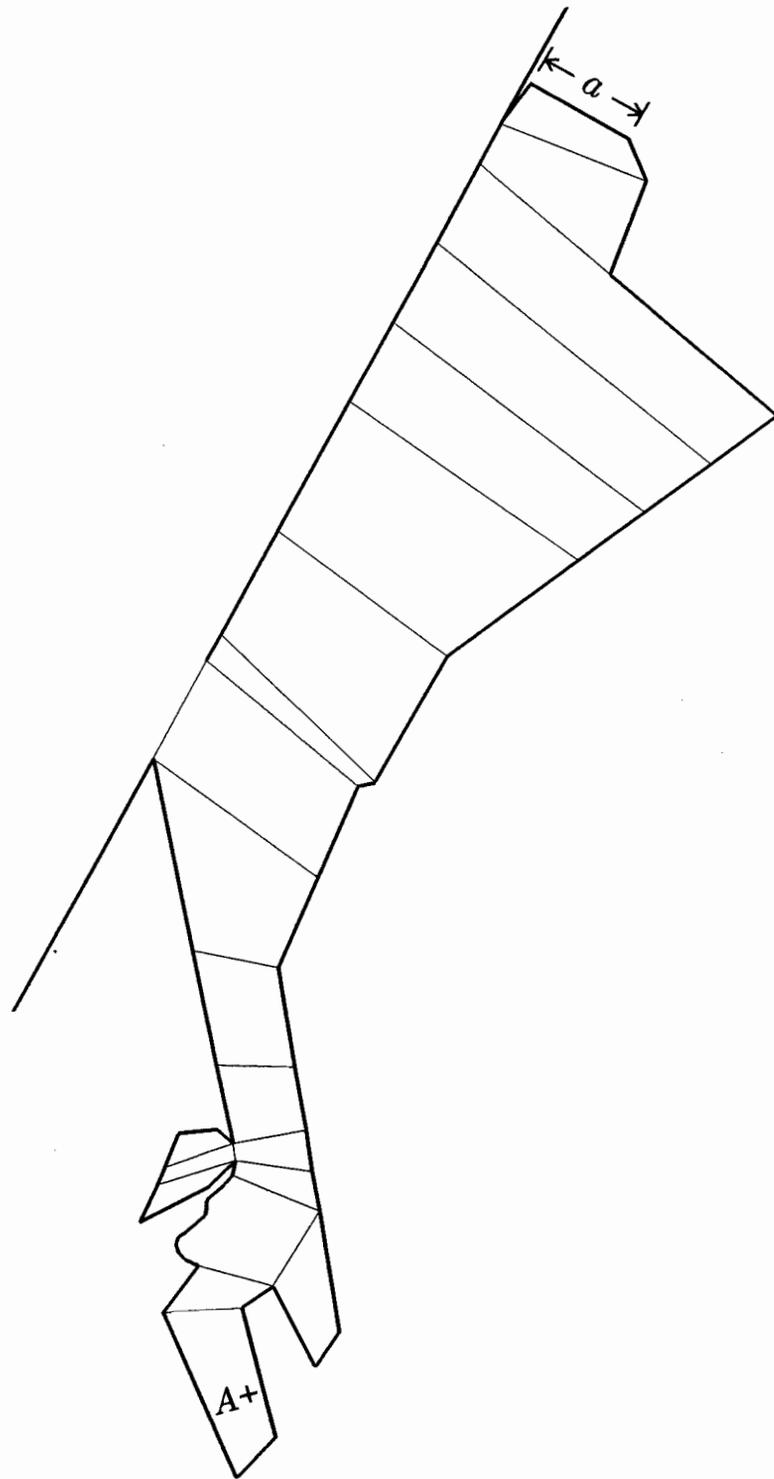
圖三十、針對圖二十九方案，應用目前的數值方法所獲得A點之振幅放大率。曲線表由圖二十八之三角形所連成的線



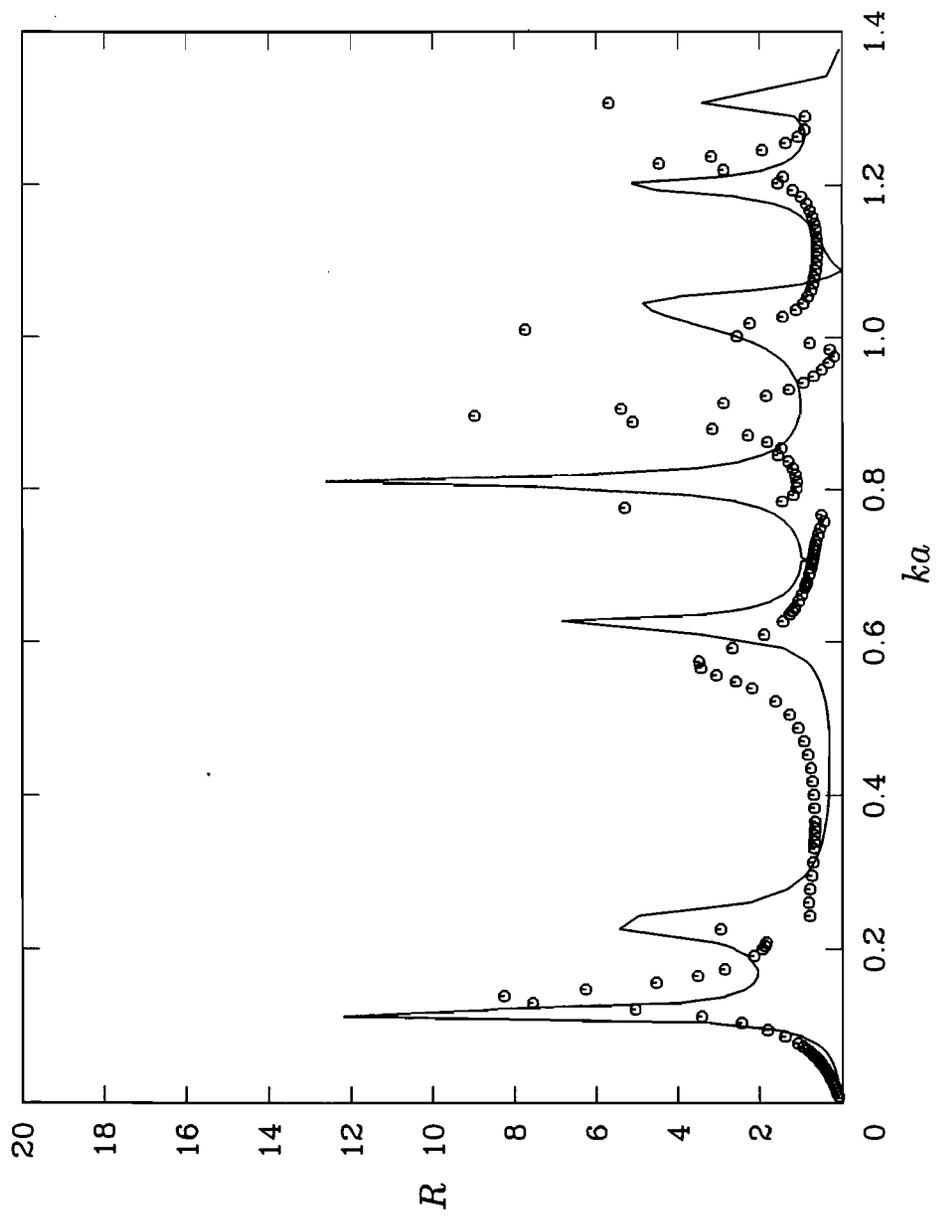
圖三十一、改變花蓮港入口方向及位置的方案



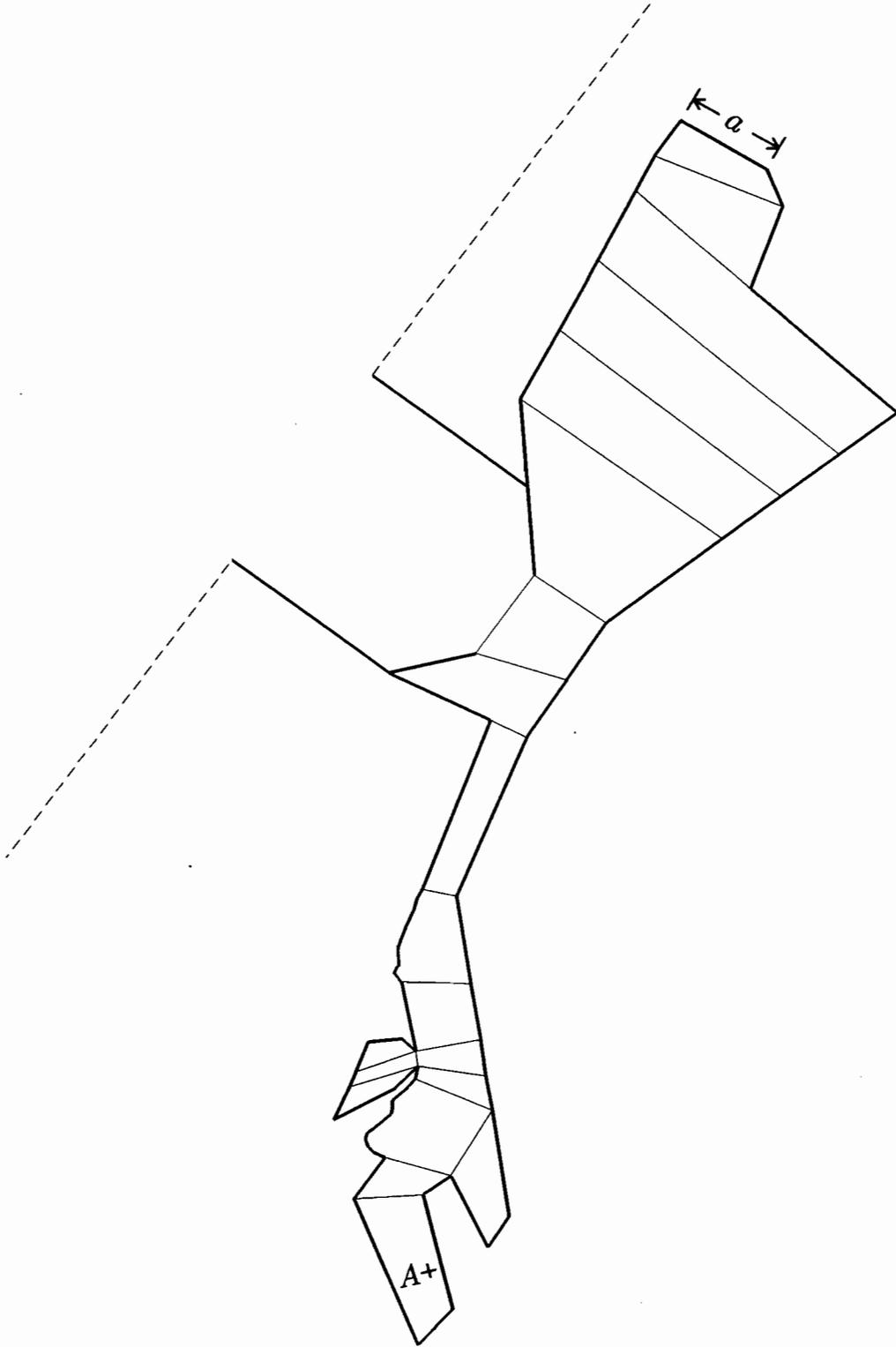
圖三十二、與圖三十類似，但改為針對圖三十一之方案



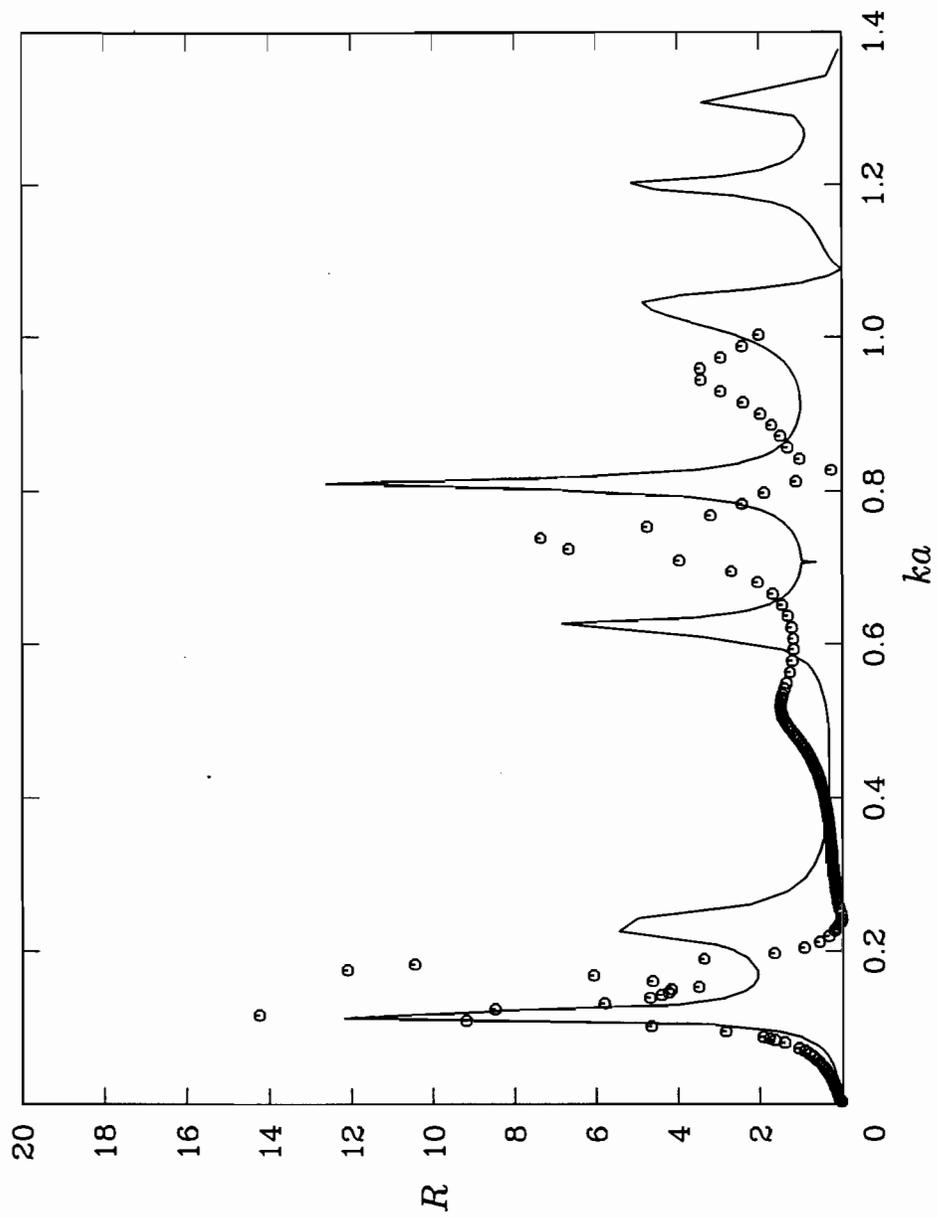
圖三十三、改變花蓮港港形之方案，但入口寬度不變



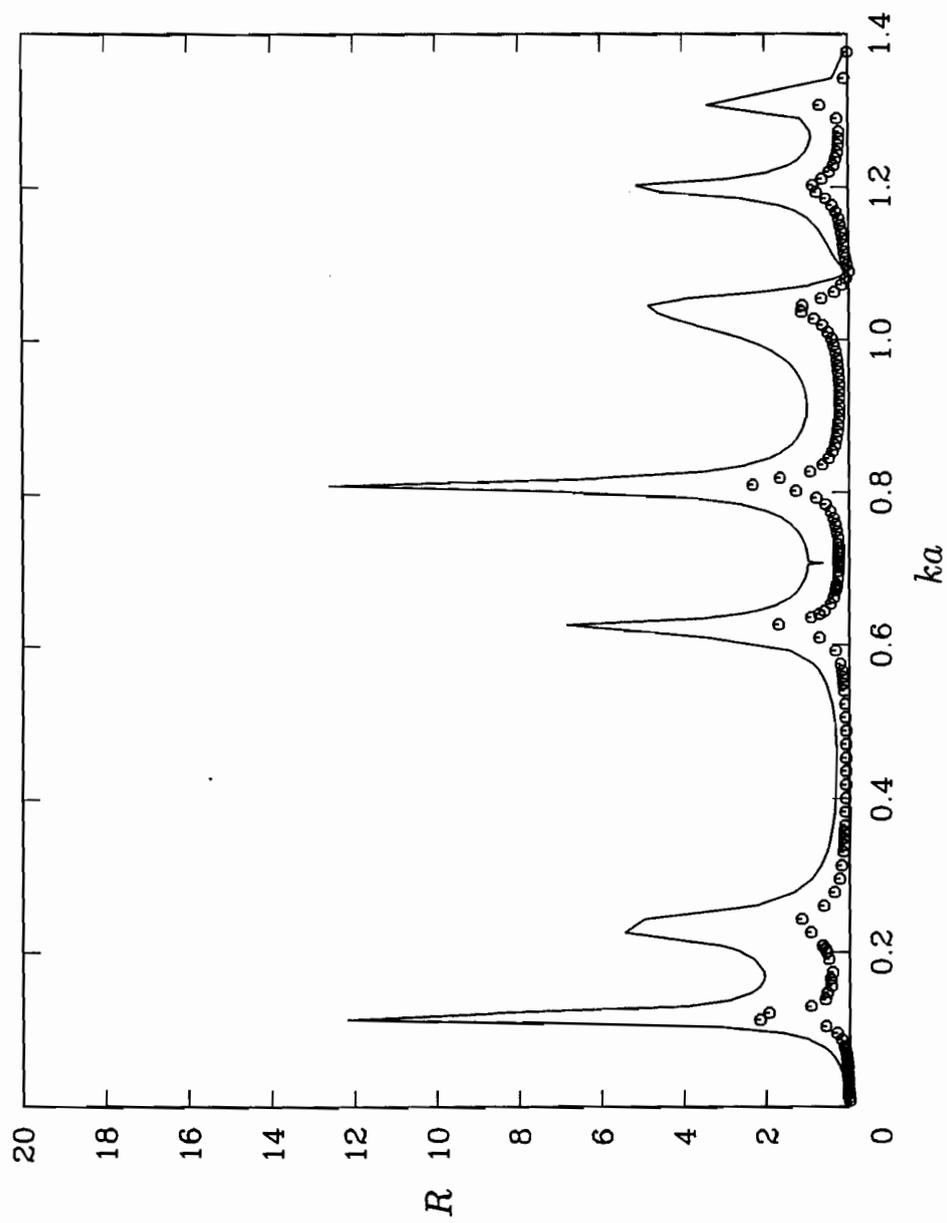
圖三十四、與圖三十類似，但改為針對圖三十三之方案



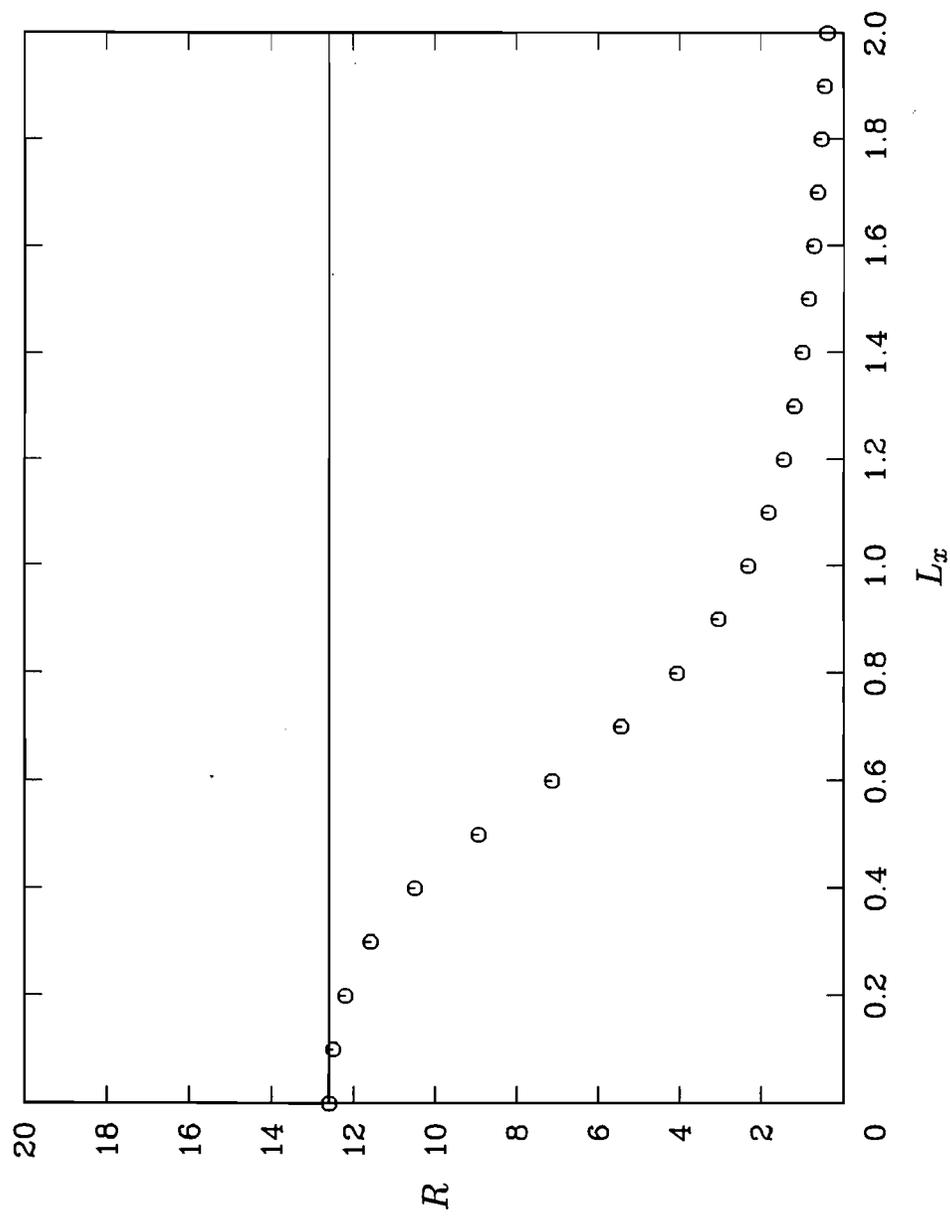
圖三十五、改變花蓮港港形及入口寬度的方案



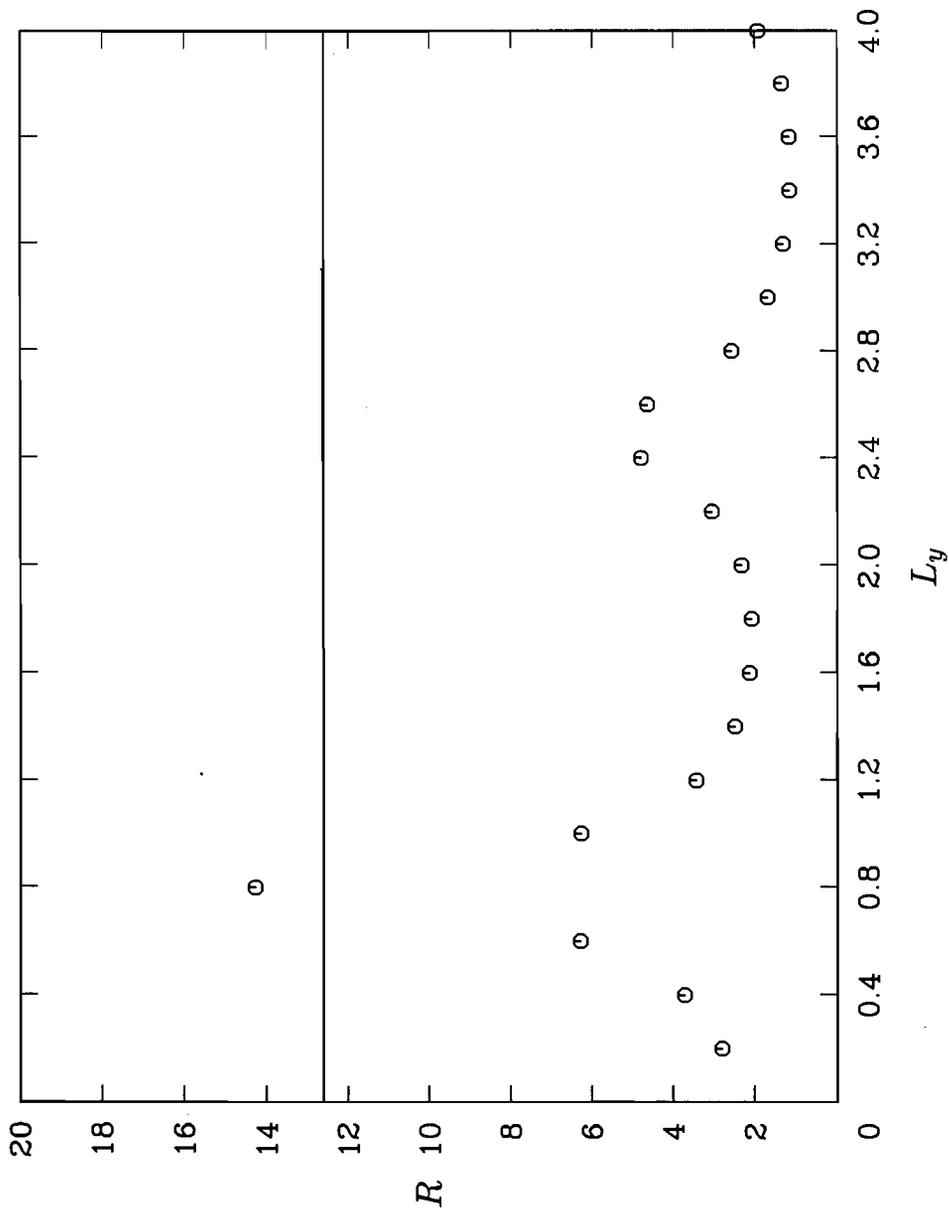
圖三十六、與圖三十類似，但改為針對圖三十五之方案



圖三十七、與圖三十類似，但改為針對在港外沿垂直海岸線方向築一道防波堤之方案



圖三十八、在圖三十七中，當 $ka = 0.81$ 時，變化港外防波堤之長度 L_x 所獲得的結果。直線代表圖三十七中的曲線在 $ka = 0.81$ 時的結果



圖三十九、與圖三十八類似，但改為變化港外防波堤之位置 L_y

**交通部運輸研究所代辦研究計畫
期末報告審查意見處理情形表**

計畫名稱：臺灣東岸港口共振現象改善方案研究(4/4)

執行單位：運輸研究所港研中心

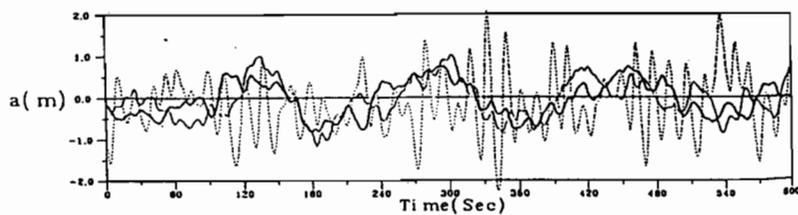
參與審查人員及其所提之意見	執行單位處理情形
<p>一、林銘崇委員：</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. 理論處理與數值分析具有新創性，研究成果提供良好之可能選擇。 2. 針對花蓮港共振問題所提出之建議具有參考性，唯實際進行工程實務時，尚需進一步作具體規劃。 3. 整體之研究內容及成果之表現優良。 	<ol style="list-style-type: none"> 1. 感謝肯定。 2. 由於作者沒有工程實務經驗，故未針對目前的方案作具體規劃，但此一重要工作未來可由花蓮港港務局委託一有經驗之工程顧問公司為之。 3. 感謝肯定。
<p>二、楊德良委員：</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. 報告十分詳實，內容完整，所提結論及建議符合學理。 2. 模式為三維，但節點佈置並沒有一完整之三維邊界元素網格，是否可以花蓮港作一完整之補充，以利讀者閱讀或參考。 3. 花蓮港池共振問題，為中心長年之研究課題，是否應該比較中心有關文獻，徹底查出其天然與外來波引發之共振頻率。 4. 是否可以再具體討論花蓮港之 Free oscillation 之天然共振頻率，再來討論外來波引發之 excitation frequency。 5. 模式之驗證，尤其對於 mesh independent 之探討，是否可以再加強，比方用同樣之條件，驗證 Mei，及 Lee 之作品。 	<ol style="list-style-type: none"> 1. 感謝肯定。 2. 為顯示花蓮港港內之網格，我們已如委員建議增加圖二十七，但因海底底部之網格和自由表面的網格完全相同，且垂直岸壁上的網格亦簡單如圖九所示，故為避免 3D 圖形太複雜，僅顯示自由表面上的網格。 3. 由以往數值計算所獲得的共振頻率，如林玉峰等人(2007，海洋工程學刊第七卷第一期)所說，皆略有出入，而由現場觀測結果來準確決定各個共振頻率亦相當困難(僅有一兩個共振頻率可確定)，故委員的建議恐難以達成。 4. 由於港池的天然頻率，只有在港的入口寬度趨近於零時，才與 excitation frequency 一致，而在目前的計算中，即使入口寬度小至 50 公尺，且港的形狀是規則矩形，上述兩種頻率仍如

	<p>圖十一中的虛線和 peaks 所示，具有明顯的差異，故在目前的計算中，所有 peaks 的位置皆會和天然頻率有差異，且 ka 值愈大，此種差異愈顯著，因此難以比較或相互參考。</p> <p>5. 由報告中的許多圖皆可證明目前的數值模式為 mesh independent，而另一些圖所顯示的誤差，僅在說明節點與節點間的距離不足，將產生誤差。此種誤差在任何模式中皆發生(故不代表 mesh dependent)，因此 Lee 在其文章最後亦再三強調此點。另外，由於 Mei 及 Lee 是假設港內和港外皆為等水深，故若目前亦暫將港外水深定為等深(入射波即不得為緣岸波)，則即使獲得相同的結果，亦無法證明目前針對水深為非等深，且入射波為緣岸波所設計的程式為正確。相反的，即使目前未用同樣的條件來與 Mei 及 Lee 的解比較，但用非完全相同的條件仍足以達到部份驗證的目的(peaks 高度差異的原因在第 21 頁亦加以解釋)。</p>
<p>三、陳陽益委員：</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. 本計畫以分區網格大小已顯著改善數值計算結果，且已實況頗相符合。唯尚無明顯的呈現出水深的效應，以及尚無考量入非線性因素，此兩點因素對高波尤其在共振波時應有不小的影響，如 peak 處與長波時(即 ka 小時)的滿足可能會更好。 2. 建請明顯的呈現出水深與地形效應，尤其對 edge waves 的折射、反射、淺化、變形的影響。 3. 建議能再考量入高波與淺水波時之非線性效應。 	<ol style="list-style-type: none"> 1. 目前的電腦程式雖可適用於港內水深為非等深的情況，但在港內水深變化不劇烈情況，若某一種港池形狀會產生強烈共振，則即使將港內水深改為等深，強烈共振仍將發生(表港池形狀比水深變化重要)，僅其頻率大小有些改變。由於本計畫之主要目的是找出一種方案來避免強烈共振的發生(不論其頻率是大一點或小一點)，因此上述水深效應不太需要考慮。而且，由於本篇報告之所有比較對象皆同樣將港內視為等深，故比較中的不滿足應和水深效應無關。另一

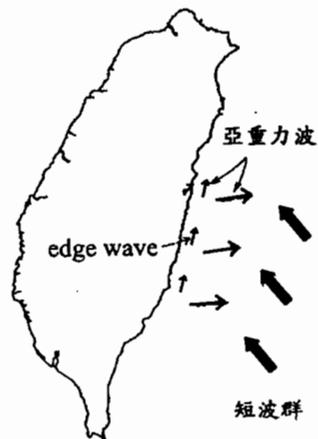
	<p>方面，由於目前所考慮的波，其波長在港內約 2000 公尺，而共振發生時，港內振幅最大不超過 20 公尺，故在目前的數值計算中，非線性效應的影響很小，應可忽略。</p> <p>2. 由於行進至花蓮港入口附近之長波能量大小，不但和 edge waves 受水深和地形影響發生折射、反射、淺化、變形有關，亦和颱風來襲時引發 edge waves 之短波群的特性有關，但後者我們至今仍不瞭解，故僅考慮 edge waves 受水深和地形影響發生折射、反射、淺化、變形的效應，恐於事無補。(需強調的是，由短波群引發 edge waves 的現象乃沿著臺灣東岸不斷發生。)</p> <p>3. 由於我們目前所計算的高波和淺水波之波長約 2000 公尺(港外更接近 3600 公尺)，而振幅皆小於 20 公尺，故 wave slope 很小，因此非線性效應極微弱，應可忽略。</p>
<p>四、許泰文委員： 未出席與會</p>	
<p>五、林焯圭委員</p> <ol style="list-style-type: none"> 1. 計算網格大小，對數值結果之收斂性是否討論？ 2. 水深是否分割？如何分割？與數值收斂性如何檢核。 3. 外海入射波用解析解計算，對實際之港灣其週遭地形變化很大，甚至有岬頭的狀況是否適用。 4. 目前討論之花蓮港方案是否考慮對東北季風波浪的影響。 5. 花蓮港之內港與外港的振盪不 	<ol style="list-style-type: none"> 1. 計算網格大小對數值結果之收斂性並未嚴加討論，僅證明數值解的穩定性。 2. 水深之分割情況如圖九和圖十所示。由於目前港內水深固定為 15 公尺，波長固定約 2000 公尺，而港外最深處固定為 115 公尺，緣岸波波長則固定約 3600 公尺，故淺水近似之誤差極小，因此水深是否分割及如何分割與數值收斂性無關。 3. 我們在第三章計算入射之緣岸波的

<p>同，應分各處討論。</p> <ol style="list-style-type: none"> 6. 碼頭之消能特性是否考慮。 7. 船舶之運動特性與需求亦應考慮。 8. 計算時間及硬體之使用是否比較？評估？ 	<p>解析解，僅為決定其離散關係式及波形，而振幅則加以指定。此一處理僅為方便目前的數值計算，而實際入射波的特性及振幅，由於我們對颱風來襲時短波群的特性不瞭解，故難以估計，僅能在未來經由現場觀測來間接證明緣岸波是否顯著(請參考針對陳陽益委員之第二項意見所做的答覆)。</p> <ol style="list-style-type: none"> 4. 目前討論之花蓮港方案未曾考慮東北季風波浪的影響，但此種波浪對最後所建議的港外方案應無影響。 5. 由於目前我們所考慮的 10 號碼頭位在花蓮港最內端，故其振幅放大率之 peaks 最可顯示花蓮港的共振強度，而當目前的港內方案無法顯著降低其 peaks 的高度時，我們即可確定港內的方案無效。另一方面，由於港外方案可全面降低 10 號碼頭處所有頻率之振幅放大率，故此一方案亦可降低其他各處的振幅放大率，因而不需要分各處討論。 6. 碼頭之消能特性沒有考慮。 7. 船舶之運動特性與需求沒有考慮。 8. 計算時間及硬體之使用沒有比較與評估。
---	--

臺灣東岸港口共振現象改善方案研究 (4/4)



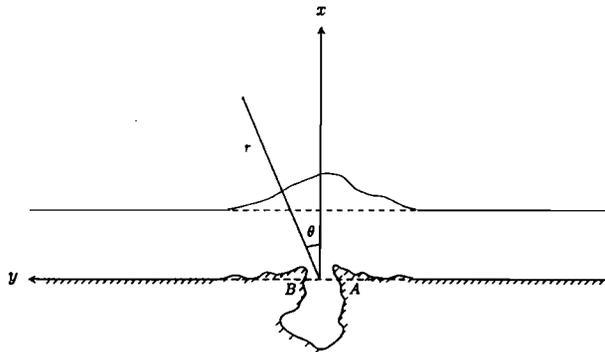
可能的原因：



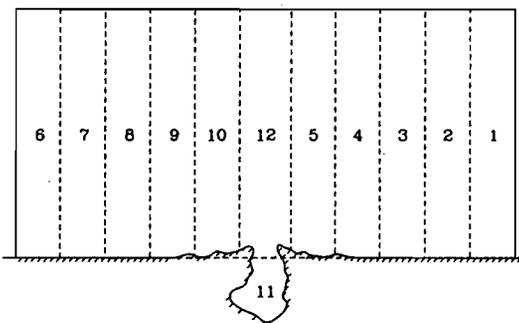
故花蓮港的共振可能主要由edge waves所引發！

當入射波為edge waves時 → 須考慮一沿海岸線無限延伸斜坡
 → 須在一大領域內計算！

電腦記憶體及硬碟容量不足 → 以往多採用有限差分法
 但有限差分法一般使用結構性的網格 → 不易處理複雜幾何
 故發展新的數值方法！

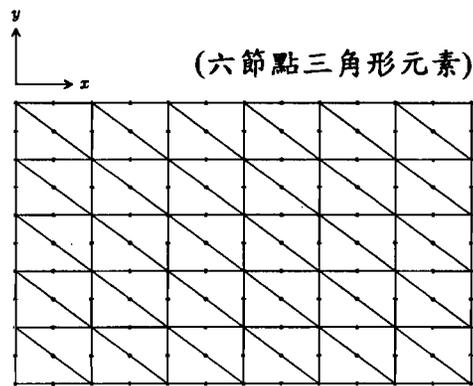


多區域邊界元素法及連續壓縮過程：

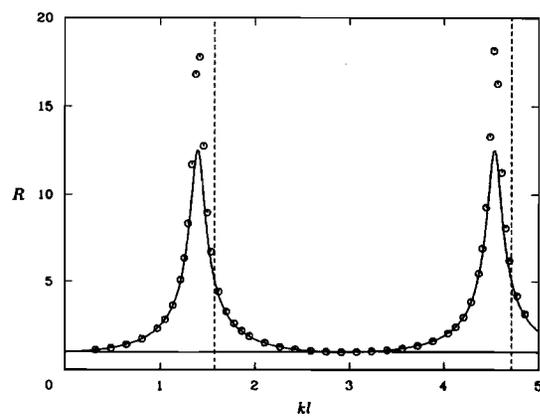


- ◎ 每次僅需將一個分區之矩陣元素存放於電腦記憶體
- ◎ 所有矩陣元素之總數僅和領域面積之一次方成正比
- ◎ 故可節省大量電腦記憶體及硬碟容量！
- ◎ 且易於處理複雜的幾何！

矩形港池之網格：

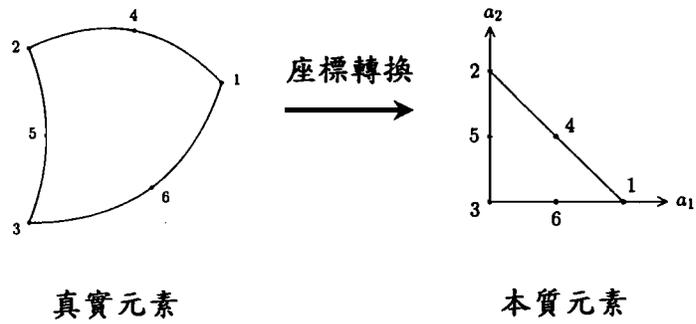


矩形港池之振幅放大率：

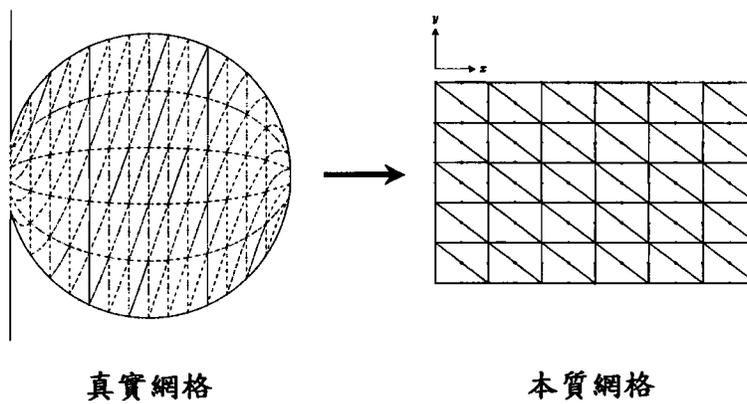


曲線：Mei (1983) 之解析解， \circ ：目前的數值解

不規則地形之三角形元素：

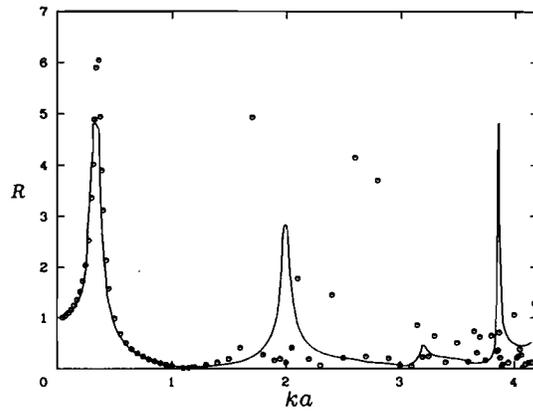


圓形港池之網格：



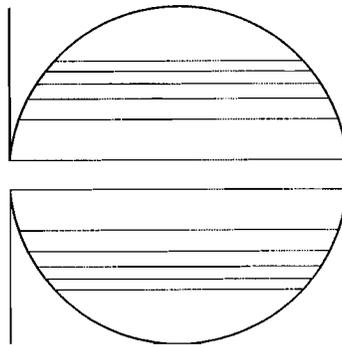
◎ 便於程式設計及網格產生！

圓形港池之振幅放大率：

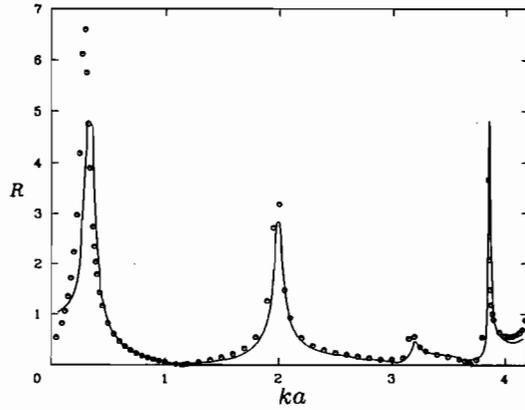


曲線：Lee (1971) 之數值解 \circ ：目前的數值解

故將港內分為13個分區，並進行連續壓縮！

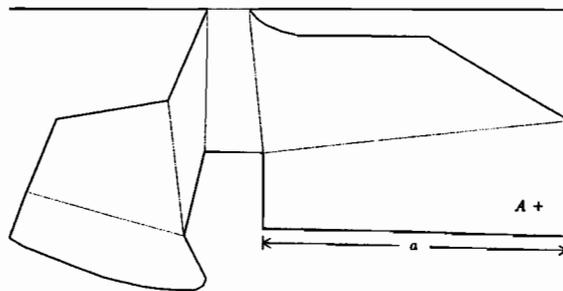


圓形港池之振幅放大率：(港內分區)

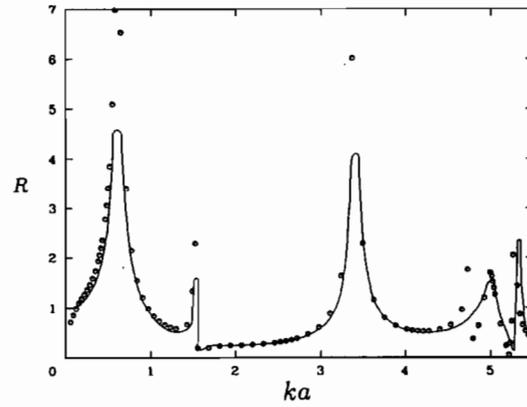


註：當 $ka \rightarrow 0$ 時，新的誤差產生，但影響不大！

Long Beach Harbor內分區狀況：

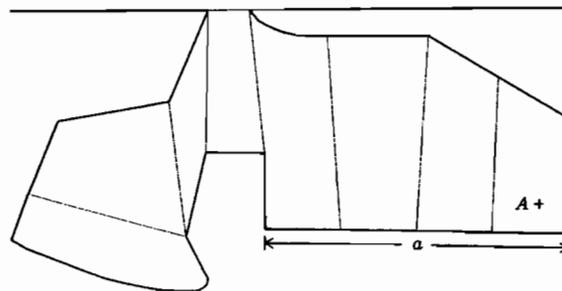


Long Beach Harbor之振幅放大率：

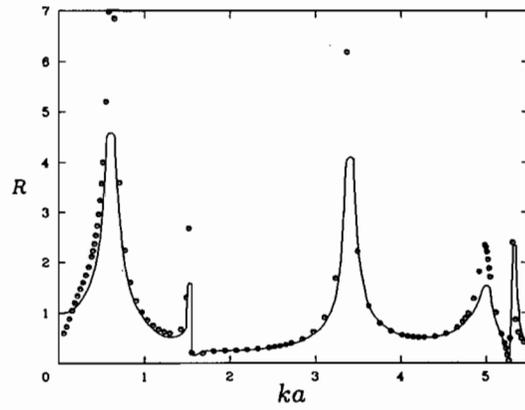


曲線：Lee (1971) 之數值解 ○：目前的數值解

Long Beach Harbor內分區狀況(二)：

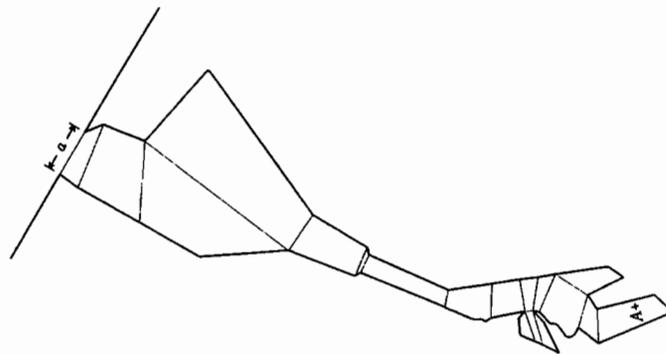


Long Beach Harbor之振幅放大率(二)：

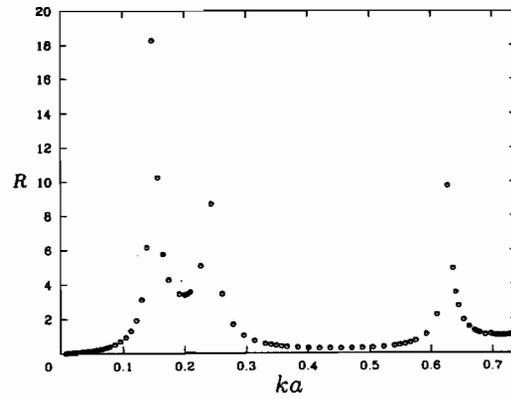


故電腦程式確可適用於不規則港形！

花蓮港內分區狀況：

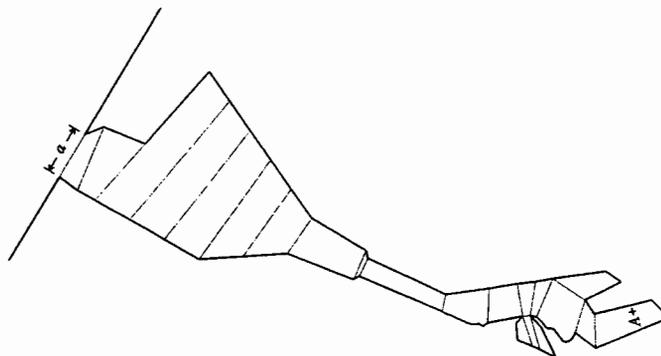


花蓮港之振幅放大率：

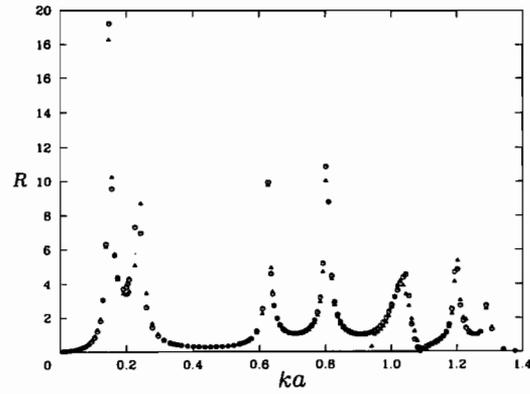


但仍須檢驗其收斂性及穩定性！

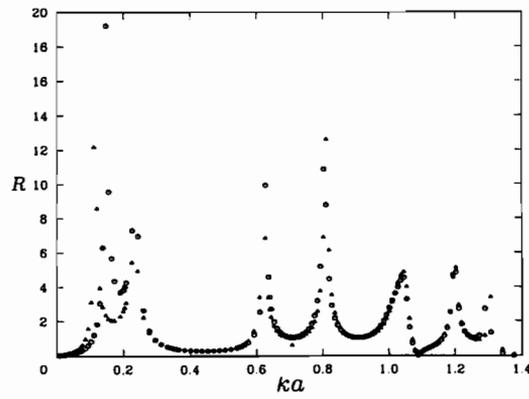
花蓮港內分區狀況(二)：



兩種分區情況下花蓮港之振幅放大率：

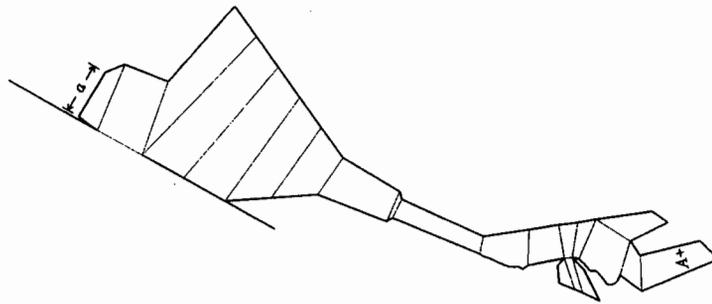


兩種節點數情況下花蓮港之振幅放大率：

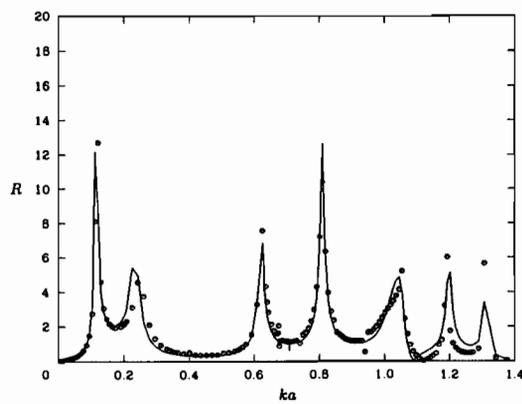


表目前的數值解已穩定！

改變花蓮港入口位置：

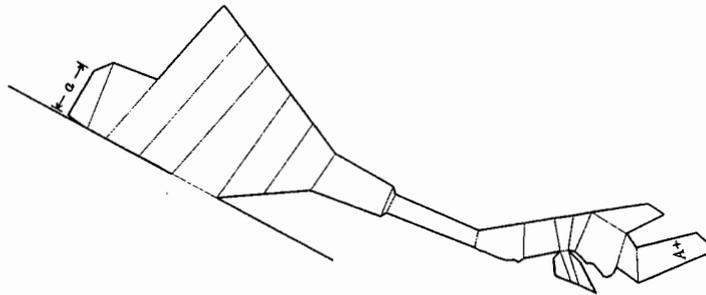


入口位置改變後之振幅放大率：

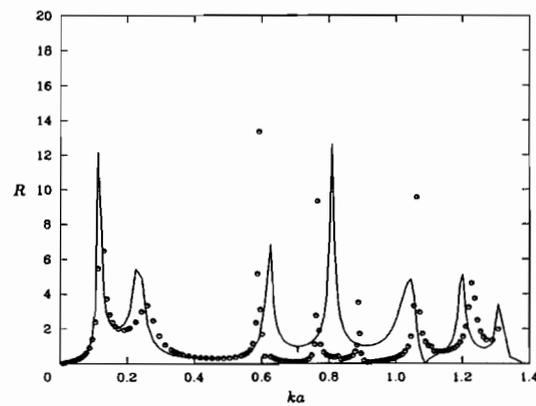


曲線：原入口位置之解 ○：新入口位置之解

改變花蓮港入口位置(二)：

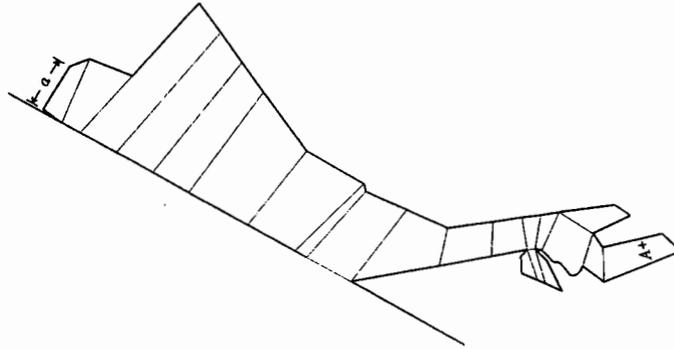


入口位置改變後之振幅放大率(二)：

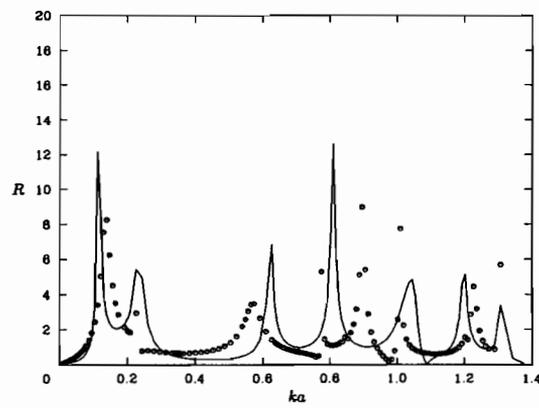


表共振仍強烈！

改變花蓮港港形：

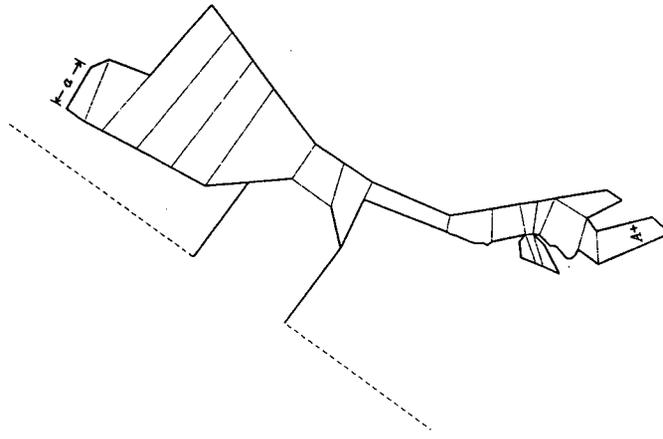


港池形狀改變後之振幅放大率：

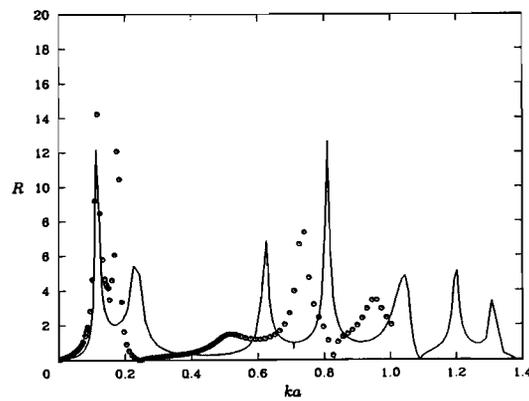


表共振仍強烈！

改變花蓮港港形(二)：(將入口寬度加大)

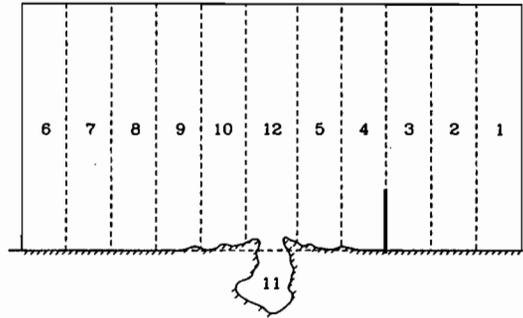


港池形狀改變後之振幅放大率(二)：

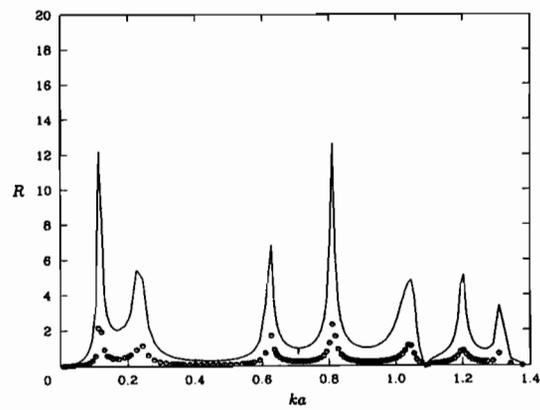


表共振現象有改善，但成本較高 → 港內方案不可行！

故考慮港外方案！



港外防波堤長1公里時之振幅放大率：



表共振大幅減弱！

結論：在港外沿垂直海岸線方向築一道防波堤，
可有效降低共振（但入射波須為緣岸波）。



建議：當颱風來襲時，經由兩點觀測，顯示臺灣東岸
緣岸波可能顯著後，即逕行施工，以觀後效。

