94-55-7151
MOTC-IOT-93-H2DA009

防波堤堤頭沖刷現象研究(2/2)

交 通 部 運 輸 研 究 所

中華民國九十四年四月

94-55-7151
MOTC-IOT-93-H2DA009

防波堤堤頭沖刷現象研究（2/2）

著者：徐進華

交通部運輸研究所

中華民國九十四年四月

國家圖書館出版品預行編目資料

防波堤堤頭沖刷現象研究(2/2) / 徐進華著. --
初版. -- 臺北市 : 交通部運研所, 民94
面 ; 公分
參考書目:面
ISBN 986-00-0949-X(平裝)

1. 防波堤 2. 海岸工程

443.31 .94007088

防波堤堤頭沖刷現象研究(2/2)

著　　者：徐進華
出版機關：交通部運輸研究所
地　　址：台北市敦化北路 240 號
網　　址：www.ihmt.gov.tw（中文版/中心出版品）
電　　話：(04)26587176
出版年月：中華民國九十四年四月
印 刷 者：飛燕印刷有限公司
版(刷)次冊數：初版一刷 120 冊
本書同時登載於交通部運輸研究所港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
三民書局重南店：台北市重慶南路一段 61 號 4 樓•電話：(02)23617511
三民書局復北店：台北市復興北路 386 號 4 樓•電話：(02)25006600
國家書坊台視總店：台北市八德路三段 10 號 B1•電話：(02)25787542
五南文化廣場：台中市中山路 6 號•電話：(04)22260330
新進圖書廣場：彰化市中正路二段 5 號•電話：(04)7252792
青年書局：高雄市青年一路 141 號 3 樓•電話：(07)3324910

GPN：1009401154
ISBN：986-00-0949-X（平裝）

防波堤堤頭沖刷現象研究 (2/2)

交通部運輸研究所

GPN：1009401154
定價 100 元

交通部運輸研究所出版品摘要表

出版品名稱：防波堤堤頭沖刷現象研究(2/2)

國際標準書號（或叢刊號）	政府出版品統一編號	運輸研究所出版品編號	計畫編號
ISBN 986-00-0949-X（平裝）	1009401154	94-55-7151	93-H2DA009

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 93 年 01 月
至 93 年 12 月

關鍵詞：堤頭沖刷、臺中港、麥寮港、波流交互作用、阻塞及反射

摘要：

本研究探討一種特殊的引發防波堤堤頭附近海底沖刷的機制，此一機制可解釋為何在臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近，距離堤頭逾一百米，而非緊臨堤頭處，可發生極其嚴重的海底沖刷現象。此一研究顯示，當臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近的流場被假設為混合層型態時，由重力波和非旋流交互作用的理論以及數值計算的結果証明，在這些區域內波浪將可輕易被波流阻塞及反射。由於波浪被阻塞及反射時將在阻塞點附近形成一種特殊的巨浪，後者可能激起相當深的海底沈積物，再由波流搬運至遠方，因此當目前的結果顯示阻塞點的位置和海底凹洞的位置相距不遠時，我們可大致確定發生在堤頭附近但非緊臨堤頭的海底沖刷現象應和波浪被波流阻塞及反射過程有密切的關連。應用此一理論及目前的數值計算結果，我們並找出臺中港北防波堤堤頭沖刷現象的改善方案。此一方案稍加修改亦可應用於麥寮港，但因麥寮港附近的強大海流乃為往復型態的潮流，故要如何在漲退潮兩種狀況下皆能有效降低波被流阻塞及反射現象，須仔細分析各種方案的利弊。另外，在本研究的第一年裏我們也對波和旋性流交互作用的理論詳加研究，因而確定目前所使用的波和非旋流交互作用的理論之適當性。

出版日期	頁數	定價	本出版品取得方式
94 年 4 月	51	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。

機密等級：
□限閱 □機密 □極機密 □絕對機密
（解密【限】條件：□ 年 月 日解密，□公布後解密，□附件抽存後解密，
□工作完成或會議終了時解密，□另行檢討後辦理解密）
■普通

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: Mechanism of Scour at the Head of a Breakwater (2/2)

ISBN (OR ISSN)	GOVERNMENT PUBLICATIONS NUMBER	IOT SERIAL NUMBER	PROJECT NUMBER
ISBN 986-00-0949-X (pbk.)	1009401154	94-55-7151	93-H2DA009

DIVISION: HARBOR & MARINE TECHNOLOGY CENTER
DIVISION DIRECTOR: Yung-Fang Chiu
PRINCIPAL INVESTIGATOR: Jinn-Hwa Shyu
PHONE: 886-4-26587182
FAX: 886-4-26571329

PROJECT PERIOD
FROM January 2004
TO December 2004

KEY WORDS: scour, head of breakwater; Taichung Harbor; Mailiao Harbor; wave-current interaction; blockage and reflection.

ABSTRACT:

The mechanism of scour occurring in the neighborhood of the head of a breakwater but at the distance of more than 100 meters from the latter, such as those near the heads of the northern breakwater in Taichung Harbor and the western one in Mailiao Harbor, is investigated. In these two regions, assuming that the current fields are featured of a plane shear (mixing) layer and using the theory of the interactions between gravity waves and irrotational currents together with a numerical simulation, it is shown that the phenomenon of the wave blockage and reflection by currents can easily occur in these regions. Since a giant or freak wave can always occur in the caustic regions and may probably be capable of stirring up the sediment which is then carried by the current and eventually deposited far away from the breakwater, the situation that the locations of caustics coincide approximately with those of the scouring holes in the present results can prove to a certain degree that the scour near the head of a breakwater but not very close to it has a close connection with the phenomenon of the wave blockage and reflection by currents. Bearing this in mind and considering the results of the numerical computations, a possible way to prevent the scour near the head of the north breakwater in Taichung Harbor is found, and under a slight modification can also be applied to Mailiao Harbor. However, in the latter case, special carefulness must be paid to avoid the wave blockage and reflection by currents in both events of the flood and ebb tides. Also, it is noted that the use of the theory of the interactions between waves and irrotational currents, instead of that between waves and rotational currents, has been justified by a prior investigation of the latter case in the first year study of the project.

DATE OF PUBLICATION	NUMBER OF PAGES	PRICE	CLASSIFICATION
April 2005	51	100	☐SECRET ☐CONFIDENTIAL ■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　防波堤堤頭附近的流場 3
2.1　臺中港北防波堤 3
2.2　麥寮港西防波堤 5
第三章　波流交互作用理論 6
3.1　WKBJ 解 6
3.2　波被流反射現象 7
3.3　均勻適用解 9
第四章　數值計算 11
第五章　結論與建議 14
誌謝 15
參考文獻 16
附錄一　審查意見回覆 37
附錄二　簡報內容 39

圖 目 錄

圖一、臺中港舊防波堤方位圖 17
圖二、剪流層之流速變化概況 18
圖三、剪流層之近似解 19
圖四、離散關係式的解 20
圖五、示意圖 21
圖六、估計焦線位置策略之解說圖 22
圖七、臺中港北防波堤堤頭附近波流交互作用數值模擬 ($\theta = 0.4$ rad)。實曲線表焦線, 直線代表 $\xi = 3$, 箭頭表入射波之 $\mathbf{U} + \mathbf{C_g}$ 向量, x、y座標之單位爲米. 23
圖八、同圖七 ($\theta = 0.5$ rad) 24
圖九、同圖七 ($\theta = 0.6$ rad) 25
圖十、同圖七 ($\theta = 0.7$ rad) 26
圖十一、同圖七 ($\theta = 0.79$ rad) 27
圖十二、同圖七 ($\theta = 0.9$ rad) 28
圖十三、在圖十二的虛線上各點之入射波的相對振幅, y 座標的單位爲米 29
圖十四、臺中港北防波堤堤頭附近焦線(實曲線) 及海底凹洞中心(叉號) 位置, 虛曲線表30米等水深線, x、y 座標之單位爲米 30
圖十五、麥寮港西防波堤堤頭附近波流交互作用數值模擬 ($\theta = 0.5$ rad)。實曲線表焦線, 直線代表 $\xi = 3$, 箭頭表入射波之 $\mathbf{U} + \mathbf{C_g}$ 向量, x、y座標之單位爲米 31
圖十六、同圖十五 ($\theta = 0.6$ rad) 32
圖十七、同圖十五 ($\theta = 0.7$ rad) 33
圖十八、同圖十五 ($\theta = 0.79$ rad) 34
圖十九、同圖十五 ($\theta = 0.9$ rad) 35
圖二十、麥寮港西防波堤堤頭附近焦線(實曲線) 及海底凹洞中心(叉號) 位置, 虛線表淘刷深度之等值線, x、y 座標之單位爲米 36

第一章　前言

在防波堤附近, 若發生海底沖刷現象, 將對防波堤保護設施, 甚至防波堤本身形成莫大的威脅。以往因海底沖刷導致防波堤塌陷的例子可參考 Lillycrop & Hughes (1993) 和 Oumeraci (1994)。

在臺灣, 特別是在臺中港, 也曾因海底沖刷而嚴重影響防波堤的穩定。另外, 在朱、杜、廖 (2002) 的論文中亦提及, 麥寮港西防波堤在施工期間 (自民國84年5月至民國89年9月), 因每年東北季風期必須停工五至七個月, 而在每年四月重新開工時, 由於堤頭附近離堤頭約一百米處的海床被大幅刷深, 因而對護基拋石等工作造成相當大的困擾, 也延緩後續沈箱之拖放。更有甚者, 根據朱、杜、廖 (2002) 的描述,「在民國89年9月堤頭沈箱放置完成後, 於近二年間已被刷深達22 m 深, 且已對尚未完工之堤頭保護工形成威脅」。此一嚴重之堤頭沖刷現象亦可見於臺中港北防波堤之延伸前和延伸後, 故值得深入探討其發生的原因。

在防波堤堤頭附近發生海底沖刷的機制和在防波堤主體附近發生者不相同, 後者目前已知是因入射波被防波堤反射後, 在堤前形成駐波, 使其振幅在沿垂直防波堤之方向上作周期性變化, 因而造成防波堤堤前出現和防波堤平行之一排沖刷區接一排沈積區, 循環交替的現象。

另一方面, 在防波堤堤頭附近發生海底沖刷的機制, 可能是因由波浪運動所引發的往復流速在防波堤背風區分離, 形成渦流, 此一渦流亦在海底底床形成較大的剪應力, 使海底產生沖刷現象 (詳情請參考 Sumer & Fredsoe 1997)。但此一在背風區所產生的分離渦流一般皆極靠近防波堤, 故此一機制無法解釋在麥寮港西防波堤和在臺中港北防波堤所觀測到的距離堤頭約一百米或更遠之海底沖刷現象, 因此在此兩處所發生的海底沖刷現象應另有原因。

由於在臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近之刷深現象極嚴重, 且考慮在防波堤堤頭之水深較大, 故由波浪造成堤頭刷深之機制較弱, 朱、杜、廖 (2002) 因而研判在臺中港和麥寮港的堤頭刷深是因「潮汐乃爲往復運動, 然受構造物影響, 以致一來一往之間, 產生之流速大小不一, 而在堤頭附近發生較大淨流之現象, 因此, 海床因流速之增大而發生侵蝕, 然而回補期間之流速又過小, 以致深洞持續產生」。

上述論點若考慮麥寮港附近具有相當大的潮流, 而臺中港北防波堤附近則有強烈的風驅流和由波浪所引發的離岸流 (但潮流不大), 似乎可信。但因流在防波堤附近, 因流線匯集或分離所產生的流速增大現象, 應發生在離防波堤堤頭不遠處, 故上述論點似乎無法解釋臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤之堤頭沖刷現象爲何主要發生在距離堤頭一

百米或更遠的位置上。

當防波堤堤頭附近的強大海流之流向和由外海入射的波之行進方向具有一個相反的分量時, 由於波流交互作用, 其波長將變短, 波高將增加。更嚴重的是, 當波浪被流阻塞及反射時, 在其焦線 (即由阻塞點所連成的線) 附近會出現一種特殊的巨浪。此一巨浪的振幅, 根據 Shyu & Tung (1999) 的計算可爲入射波之振幅的四至五倍, 故其效果十分驚人。

當波浪的振幅變大時, 在 Shyu & Tung (1999) 內所採用的線性波理論固無法適用, 但因上述的巨浪乃爲原屬線性波之入射波, 遭流反射後所形成者 (如未反射, 則它仍近似爲線性波), 故波被流反射現象及上述巨浪之存在殆無疑問, 僅其位置 (與波形) 可能因非線性效應而有所修正, 但仍應距離焦線不遠。

波浪被流反射的位置並非流速最大的位置, 後者此時因入射波無法進入, 故可稱之爲禁區 (forbidden region)。另一方面, 由於上述的巨浪爲充分非線性波, 且可能因不穩定而發生破碎, 故由其所引發的流速和壓力變化, 可能足以激起相當深的海底沉積物, 後者再被流掃至它處, 因此在一段時間後, 在巨浪發生處即形成一很深的凹洞。由於此一深洞並非發生在流速最大的禁區內, 故可避免前面所提到的兩種機制皆預測其海底沖刷應發生在極靠近堤頭且流速爲最大的區域所面臨的困難。

在臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近所觀測到的沖刷現象是否是因上述第三種機制而產生, 須視其附近的流場是否足以使入射波被阻塞及反射而定。因此, 在下一章中我們將首先分析臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近的流場。接著, 在第三章中我們將討論適用於這些流場的波流交互作用理論。應用此理論, 我們即可在第四章, 針對臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近狀況, 進行數值計算, 以估計由各種入射波所引發的焦線位置, 並將其結果和朱、杜、廖 (2002) 所描述的兩處凹洞位置相比, 以証明它們確可能因波被流反射後形成一種特殊的巨浪而產生。此外, 經由目前的數值計算我們亦可瞭解, 在何種情況下波浪被流阻塞及反射現象將可避免發生, 應用這些結果我們即可找出臺中港和麥寮港堤頭沖刷現象的改善方案。

第二章　防波堤堤頭附近的流場

在本章中我們將討論臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近的流場。在此一討論中我們將參考以往的實測資料，且因這兩個流場皆具有一種明顯的特性，故在本章中我們將不採用複雜且可信度不高 (因我們目前尚無法求解有邊界層分離現象存在的流場) 的數值模式來計算流的分佈，僅應用以往根據簡單動力平衡所獲得的理論來估計目前所需的流場分佈。另外須強調的是，儘管臺中港北防波堤曾在民國81年動工將其延伸，但其堤頭沖刷現象在延伸前和延伸後皆存在，且具有相同的特徵，故我們目前僅針對延伸前的狀況來分析其堤頭附近的流場，並在第四章中計算行進在其上波浪的變化。

2.1　臺中港北防波堤

根據梁和曾 (1982) 的測量，在臺中港舊北防波堤堤端前約200米及800米處之流速，在冬天東北季風強盛時，可分別達到212 cm/s 及108 cm/s，且大致沿防波堤堤線向西南西方向流 (臺中港舊防波堤方位圖可參看圖一)。當風速變小時，此兩處的流速主要隨漲落潮做周期性的變化，表潮流的存在。但此一周期性變化的平均值不爲零，表當地亦有恆流，但此兩種流和東北季風強盛時的流速相比皆甚小，故和當地的堤頭沖刷現象應少有關連，因此我們目前僅需考慮東北季風強盛時的流場。

當東北季風強盛時，由水面上的風應力將直接產生偏西南方向的風驅流。此一風驅流遭遇北防波堤阻擋後，由於流線在防波堤附近匯集，故使當地的流速更增強，因此在堤端前200米可測得212 cm/s 的流速。此一流速尚可能一部份來自於由波浪所引發的離岸流。

由於在北防波堤南邊的流不曾發生上述流線匯集的現象，故其流速相對較小，因此在防波堤堤端前的流場可近似表爲一強大且近乎平行的均勻流和一滯流區相連接，故在離開堤頭一段距離後，其流速沿垂直兩流域交界面方向上之變化應接近於圖二所示者 (圖中僅顯示 U的相對變化，並未顯示 U 的眞正方向)。

實際在臺中港北防波堤堤端，當 y 很大時，U 不爲定值，但它對堤頭附近的波浪場影響不大。另外須強調的是，圖二僅代表平均流的分佈，實際上，在流速發生剪應變的區域，亂流強度極大 (故此一 shear layer 又稱爲 mixing layer)，但我們目前僅關心波浪和平均流間的交互作用。另一方面，在北防波堤南邊近堤頭處亦可能因邊界層分離而產生渦流，但由第一章的討論可知，此一渦流應和在台中港所觀測到的堤頭沖刷現象無關，故我們目前僅需獲得圖二中的 U 的分佈，其方法可參考 Tennekes & Lumley (1972)。

在 Tennekes & Lumley (1972) 中所獲得的混合層流場的解，乃爲流況已達到 self-

preservation 狀況的解, 亦即當混合層往下游方向發展時, U 在 y 方向的分佈不斷的改變, 但其最終將達到穩定。此時其流速雖仍變化, 但其分佈型態將不再改變, 僅其寬度 l 有所變化。故當混合層內的流況達到 self-preservation 時,

$$U(x,y) = U_s f(\xi), \tag{2.1}$$

其中 $\xi = y/l(x)$, 且 f 爲一固定的函數。由 Tennekes & Lumley (1972) 可知$f(\xi)$ 滿足以下方程式:

$$f' \int_0^\xi f\, d\xi = f'' \tag{2.2}$$

或

$$f''^2 + f'^2 f = f' f'''. \tag{2.3}$$

上式無法求其封閉形式的解, 只能應用其級數解求不同 ξ 值所對應的 f 之近似值。

由於在應用級數解時, 只能取其有限數目的項做爲近似, 故在 $|\xi|$ 較大時將產生較大的誤差, 因此當 $\xi \leq -3$ 時, 我們改用

$$f \approx f_1 = \mathrm{sech}^2(\xi^2/2)^{1/2} \tag{2.4}$$

來估計 f 值。當 $\xi \geq 3$ 時, 則改用

$$f \approx f_2 = \mathrm{erf}\, \xi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-t^2}\, dt, \tag{2.5}$$

其中 erf 表 error function。由於 f_1 滿足

$$f_1^2 + f_1' \int_0^\xi f_1\, d\xi = f_1'', \tag{2.6}$$

因此當 $\xi \to -\infty$ 時, 由於 $f_1 \to 0$, 故 (2.6) 式和 (2.2) 式此時並無不同。另一方面, 將 (2.5) 代入 (2.3), 並消去共同項, 可得

$$4\xi^2 + \mathrm{erf}\, \xi = -2 + 4\xi^2$$

因此, 當 $\xi \to \infty$ 時, 由於 $\mathrm{erf}\, \xi \to 1$, 故 (2.5) 可近似滿足 (2.3) 式。

將 (2.3) 式的級數解截取爲一個四次多項式, 並令其在 $\xi = -3$ 時和 f_1 相等, 在$\xi = 3$ 時和 f_2 相等, 如此即可決定此一級數解中的兩個未定的係數。另外須注意的

是, 由 (2.2), 當 $\xi = 0$ 時, $f'' = 0$, 表無窮級數中的 ξ^2 的項之係數爲零。因此我們決定 (2.1) 式中的 $f(\xi)$ 之近似如圖三所示。

要應用 (2.1) 式來計算 $U(x, y)$, 仍需決定 U_s 以及函數 $l(x)$ 。前者爲一定值, 其大小由均勻流的流速來決定。而 $l(x)$ 可証明爲一線性函數, 且由實驗數據顯示

$$l = \beta x = 0.057x. \tag{2.7}$$

(參看 Tennekes & Lumley (1972))。當 $U(x, y)$ 已知後, 由連續方程式亦可決定流速在 y 方向的分量 $V(x, y)$, 此一分量因較 U_s 小很多, 故在此不多加描述。

以上有關混合層流速分佈的解是在忽略外來影響, 僅考慮其自身演化達到平衡時所獲得的結果。但實際在臺中港北防波堤堤頭附近, 此一混合層尙受當地風應力以及水深變化等因素的影響, 且極可能未達到平衡。儘管如此, 由於在此一混合層內最主要的作用力仍爲由亂流所產生的雷諾應力及慣性力, 故上述的解至少在定性上可描述臺中港北防波堤堤頭前的流場 (此時 (2.7) 式中的 β 值未必接近於 0.057) , 因此若在此區域波浪被流反射的情況主要由流中所存在的明顯剪應變來決定, 則我們可將上述的解輸入電腦程式, 來計算波被此種流反射後所形成的焦線的位置, 並將它和海底凹洞的位置相比。

2.2 麥寮港西防波堤

在麥寮港附近的海流, 根據成功大學水工試驗所歷年的觀測, 主要爲潮流, 且其最大流速在夏季約140 cm/s, 在冬季約 170 cm/s (參看許、余、高 (2001) 及其參考文獻) 。後者所增加者乃爲由東北季風所產生的風驅流, 故發生在退潮, 其流向爲南向時。但無論如何, 即使在漲潮時, 其北北東向 (大致平行於海岸線) 的流速最大仍可超過100 cm/s。

由於在麥寮港西防波堤附近未聞其具有如在臺中港北防波堤附近所觀測到的強勁西南向風驅流, 故我們目前僅針對和 (冬季) 入射波傳送速度方向相反的漲潮時的北北東向潮流加以分析。

當強大的北北東向潮流流經麥寮港西防波堤堤頭時, 其背風面將產生不穩定及不規則的渦流, 但在一段距離以後, 由於背風面的流速很小, 故在外海的強大潮流和近岸的滯流區之間又將形成一由雷諾應力及慣性力主導的混合層。此一混合層雖和臺中港北防波堤堤頭附近的混合層走向不相同, 但其流速分佈仍可應用上一節所介紹的公式加以估計 (但採用不同的U_s 值) 。

第三章　波流交互作用理論

在目前所考慮的混合層流場中, 不論是由風驅流 (臺中港北防波堤) 或由潮流 (麥寮港西防波堤) 所引發, 由於其內亂流甚強, 故其流速在垂直方向上的變化應不大, 但在水平方向上仍具有相當大的剪應變, 因此此一平均流流場應被視爲旋性流。有鑒於此, 在本計劃的第一年裡, 我們即從事重力波和旋性流交互作用的研究, 其結果雖將以往的理論延伸至重力波斜行在一個三維, 且在垂直方向上具有一強大剪應變的流上的情況 (參看徐 2004) , 但亦發現任何波浪緩變的理論皆需假設其流場在水平方向上發生變化的長度尺度遠大於波長。因此, 理論上來說, 若在上一章所介紹的混合層內之平均流的剪應變很大, 則所有波浪緩變的理論皆無法適用。但實際上, 由實驗室內的觀測顯示, 此一限制可被放寬至相當大的程度, 因此我們目前可應用以往的波和非旋性流交互作用的理論來估計, 在臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近, 其波浪的變化。以下即簡單介紹以往的重力波行進在非旋流上發生緩變及最終被反射的理論。

3.1　WKBJ 解

當一列線性規則波斜行在一三維大尺度流上, 在遠離焦線的區域, 其水面位移的變化仍可用一正弦函數來描述, 僅其振幅 a , 波數 $\boldsymbol{k}$ 及頻率 n 等參數將隨空間和時間做緩慢的變化 (此解即被稱爲 WKBJ 解)。在目前所考慮的情況, 由於大尺度流相對於波浪運動而言屬於穩定 (steady), 故上述參數僅隨空間做緩慢的變化, 而不爲時間的函數。若進一步根據運動守恆方程式 (參看 Phillips 1977)

$$\frac{\partial \boldsymbol{k}}{\partial t} + \nabla_h n = 0,$$

其中 $\nabla_h \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ 表水平方向梯度運算子, 則 n 甚至不隨空間位置改變。因此我們將此一固定的 n 值記爲 n_0 。

需強調的是, n_0 表在任一空間固定點上所觀察到的波浪周期運動之頻率, 故被稱爲觀察頻率或表面頻率 (observed or apparent frequency), 此一頻率亦包含由流將波平移所產生的效應 (稱爲 Doppler effect), 故

$$n_0 = \sigma(k) + \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{U} = \sqrt{gk} + \boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{U}, \tag{3.1}$$

其中

$$\sigma = \sqrt{gk} \tag{3.2}$$

表波的實質頻率 (intrinsic frequency), $\boldsymbol{U}\{U, V, W\}$ 表大尺度流之流速, g 表重力加速度。由 (3.2) 所代表的實質頻率和波數之間的關係式, 一般稱爲離散關係式 (dispersion relation)。

由 (3.1) 可看出, 儘管 n_0 爲定值, 由於 $\boldsymbol{U}$ 會隨空間位置改變, 故 $\boldsymbol{k}$亦將隨之變化, 但因 $\boldsymbol{k}\{k_x, k_y\}$ 爲一向量, 故僅由一個方程式無法決定 k_x 和 k_y 此兩個未知數。爲達到此一目的, 須同時應用以下方程式

$$\nabla_h \times \boldsymbol{k} = 0,$$

亦即

$$\frac{\partial k_y}{\partial x} - \frac{\partial k_x}{\partial y} = 0. \tag{3.3}$$

上式之獲得亦可參考 Phillips (1977)。

另一方面, 波浪行進在一大尺度非旋流上, 其水面位移之振幅 a 的變化, 經 Bretherton & Garrett (1968) 証明, 可滿足波作用守恆原理 (action conservation principle), 其中波作用密度定義爲波能量密度 E 與實質頻率 σ 之比值, 故

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{E}{\sigma}\right) + \nabla \cdot \left\{(\boldsymbol{U} + \boldsymbol{C_g})\frac{E}{\sigma}\right\} = 0, \tag{3.4}$$

其中 $\boldsymbol{C_g} \equiv \{(\partial\sigma/\partial k)(k_x/k), (\partial\sigma/\partial k)(k_y/k)\}$ 表波的群速度。

由於 $E = \rho g a^2/2$ (ρ 表海水的密度), 故當 k_x 和 k_y 已應用 (3.1) 和 (3.3) 估計其變化後, 應用 (3.4) 即可進一步估計 a 的分佈, 且因目前可假設流場爲穩定, 因此 (3.4) 中的第一項如今可以忽略。

3.2 波被流反射現象

上述理論無法適用於焦線附近, 爲解釋其原因, 且爲了說明波浪被大尺度流反射現象, 我們目前暫時僅考慮一個二維的流場, 並假設波浪行進方向和流向平行, 但方向相反。在此一情況下, (3.1) 和 (3.4) 可化簡爲

$$n_0 = \sqrt{gk} + Uk \tag{3.5}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left\{(U + C_g)\frac{a^2}{\sigma}\right\} = 0 \tag{3.6}$$

其中 U 爲負值, 表流向和 x 軸方向相反, 而波浪則行進在正 x 軸方向。將 (3.6) 式對 x 積分, 可得

$$(U + C_g)\frac{a^2}{\sigma} = \text{constant} \tag{3.7}$$

表波作用通量 (action flux) 在各點皆相等。

在此一簡單的情況下, (3.5) 式的解可用圖四來解說。在圖四中的曲線表函數 $\sqrt{gk}$隨 k 值變化的情形, 直線則表函數 $n_0 - Uk$ 隨 k 變化的情況, 其中 U 的值則隨空間位置的不同而改變, 亦即圖四中的直線的斜率可改變。但在某一個固定的空間位置, 若將當地的 U 值代入 (3.5) 及圖四, 則根據 (3.5) 式, $\sqrt{gk}$ 應和 $n_0 - Uk$ 相等, 表在此一空間位置上的 k 值應爲圖四中的曲線和直線的交點所對應的 k 值。但由圖四我們可以看出, 此交點可有兩個, 表在此一空間位置上, k_1 和 k_2 兩種長度的波皆可被觀察到具有 n_0 的頻率。

上述狀況只有在 $-U$ 值增加到某一個大小 (表爲圖四中的虛線), k_1 和 k_2 才合而爲一。若 $-U$ 值進一步增加, 則圖四中的曲線和直線無法相交, 表在某些地區, 因 $-U$ 值太大, 頻率爲 n_0 的波無法行進至此。

在圖四中的 k_1 和 k_2 之差異爲, 前者所對應的曲線斜率大於其直線斜率, 後者則反之。由於圖四中的曲線斜率和直線斜率分別代表波的群速度 $C_g \equiv \partial\sigma/\partial k$ 及流的速度之負值 $-U$, 故 k_1 的 $U + C_g$ 值應爲正, k_2 的 $U + C_g$ 值則爲負, 表在流的影響下, 雖 k_1 和 k_2 兩種波的相位皆向正 x 軸方向行進, 但波數爲 k_2 的波之能量 (或 action) 將因其群速度無法和流的速度抗衡, 因而被後者掃向下游。

當波數爲 k_1 的波之能量 (或 action) 向流的上游行進時 (因其 $U + C_g$ 值爲正), 若在其新的空間位置上的 $-U$ 值逐漸增加, 表圖四中的直線斜率逐漸加大, 則由圖四, 其 k_1 值將逐漸增加 (表波長變短)。最後, 當在新的位置上的 $-U$ 值等於圖四中的虛線的斜率時, 波數爲 k_1 的波之群速度在此等於 $-U$, 故 $U + C_g = 0$, 表其能量 (或 action) 被阻塞於此而無法繼續前進。

實際波浪在此將被流反射, 其反射波即爲在各個空間位置上, 和 k_1 對應的 k_2 分量, 因此我們可以決定入射波和反射波兩者。

以上討論似乎顯示, 即使是在阻塞點上, 我們仍可應用上一節所介紹的 WKBJ 解來描述波浪的變化, 但實際並非如此, 此點可由 (3.7) 式獲得瞭解。

由 (3.7) 可知, 在阻塞點上, 由於$U + C_g = 0$, WKBJ 解乃預測振幅 a 在此點上變爲無窮大。此一現象實際不可能發生, 亦違反在導 WKBJ 解時所做的水面位移爲一緩慢變化之正弦波的假設, 因此我們在下一節將介紹一種可均勻適用於包括阻塞點在內

的解, 此解除可明確証實上述的波浪被流反射現象外, 尙可提供波浪在其阻塞點附近振幅的變化。

3.3 均勻適用解

爲瞭解波浪在其阻塞點附近實際的狀況, Smith (1975) 經由複雜的理論分析証明, 在包括阻塞點在內的各點上, 其水面位移 $\eta(x,y,t)$ 可表爲

$$\eta(x,y,t) = \{A\,\mathrm{Ai}(r) + iC\,\mathrm{Ai}'(r)\}\exp(is) \tag{3.8}$$

其中

$$\left.\begin{aligned} r = -[\tfrac{3}{4}(\chi_1-\chi_2)]^{2/3}, \quad s = \tfrac{1}{2}(\chi_1+\chi_2), \\ A = \pi^{1/2}(-r)^{1/4}(a_1+a_2), \quad C = \pi^{1/2}(-r)^{-1/4}(a_1-a_2), \end{aligned}\right\} \tag{3.9}$$

$\mathrm{Ai}(r)$ 和 $\mathrm{Ai}'(r)$ 分別代表 Airy function 及其導函數, 而 a_1, a_2, χ_1, χ_2 則爲 WKBJ 解中的入射波和反射波之振幅與相位函數。

由於 WKBJ 解無法適用在阻塞點上及其附近, 故在此區域內應用 (3.9) 式時, a_1, a_2, χ_1, χ_2 可被視爲數學的函數, 而非物理量。另外, 由於在阻塞點上, $r=0$, 故即使在阻塞點上 a_1+a_2 爲無窮大, 但 (3.9) 式中的 A 仍爲一有限值。此種抵消現象亦發生在上式中的 C , 因此 (3.8) 式在阻塞點不爲無窮大。

由於當 r 爲負且 $|r|$ 很大時

$$\begin{aligned} \mathrm{Ai}(r) &\approx \pi^{-1/2}(-r)^{-1/4}\sin\left[\frac{2}{3}(-r)^{3/2}+\frac{1}{4}\pi\right] \\ \mathrm{Ai}'(r) &\approx -\pi^{-1/2}(-r)^{1/4}\cos\left[\frac{2}{3}(-r)^{3/2}+\frac{1}{4}\pi\right] \end{aligned}$$

(參看 Abramowitz & Stegun 1972), 故代入 (3.8) 後可得

$$\eta(x,y,t) = a_1\exp\mathrm{i}\left(\chi_1-\frac{1}{4}\pi\right) + a_2\exp\mathrm{i}\left(\chi_2+\frac{1}{4}\pi\right) \tag{3.10}$$

表 (3.8) 式在遠離阻塞點區域確爲入射波和反射波之線性疊加, 且它可均勻適用於遠離阻塞點區域和阻塞點附近 (包括阻塞點在內) 兩者。

由 (3.10) 我們可決定入射波和反射波之間的相位差, 其大小爲 $\pi/2$。另外, 爲使 (3.9) 中的 C 在阻塞點上確爲一有限值, 在 (3.7) 式中等號右邊的常數, 當應用到入射

波和反射波兩者, 須量相等, 符號相反, 表流入和流出阻塞點之波作用通量相等, 亦即波作用在阻塞點上亦守恆。此一限制, 當應用到三維流場時 (此時 (3.8) 和 (3.9) 仍適用), 必須入射波和反射波在焦線上之波作用通量, 在沿垂直焦線方向上的分量, 大小相等, 符號相反。因此不論是二維或三維流場, 理論上我們皆可由入射波的振幅決定反射波者, 但實際上, 在二維流場中, 我們僅需求解 (3.5) 和 (3.7) 此兩個代數式, 且由任何一點上的入射波之 $(U + C_g)a^2/\sigma$ 值即可決定 (3.7) 式等號右邊的常數, 因而決定反射波之 $(U + C_g)a^2/\sigma$值。此一情勢將因流場爲三維而完全改觀。

當波行進在一個三維流場上時, 我們除了需求解 (3.1) 式外, 尙需解 (3.3) 和 (3.4) 此兩個偏微分方程式, 且因 (3.7) 式此時無法適用, 我們必須在十分接近焦線的位置估計 a_1 值, 再考慮入射波和反射波在焦線上之波作用通量之垂直焦線方向上的分量, 應大小相等, 符號相反, 因而令此一十分接近焦線的位置上的 a_2 近似等於 a_1 值。然因 a_1 (和 a_2) 在焦線上爲 singular, 故不論使用何種數值方法來解偏微方 (3.4), 當十分接近焦線時, a_1 皆會產生很大的誤差。而在離焦線稍遠處, a_1 雖可準確估計, 但此時 a_1 和 a_2 已無法視爲相等, 且其差值也因誤差放大現象而無法估計。爲解決此一問題, Shyu & Tung (1999) 導出另一種形式的解。應用此解我們可在實際數值計算時, 在焦線附近估計 $a_2 - a_1$ 的近似值, 並獲得可信賴的結果。

Shyu & Tung (1999) 另外也利用在焦線附近較爲詳細的解的形式澄清, 當波浪被流阻塞及反射時, 在離焦線不到一個波長的距離處之水面位移的振幅可爲數個波長距離外的入射波振幅之四倍以上, 前者且單獨發生在一個小範圍內 (參看 Shyu & Tung (1999) 之 figure 15 和 figure 17)。故當入射波的振幅足夠大時, 在離焦線不到一個波長的距離處之海面將劇烈起伏, 且在海面上形成一很深的凹洞。此一現象勢必影響到相當深處 (遠超過線性波理論所預測者) 的水壓及水流變化, 因而激起海底沈砂, 使其懸浮, 再由海流搬運至遠方下游處。如此, 或可使焦線附近海底出現如臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近所觀測到的海底凹洞。

上述巨浪發生的區域雖非在焦線上, 但離焦線不到一個波長的距離, 故可用焦線的位置做爲其近似。此一位置可由解 (3.1) 和 (3.3) 來決定, 其方法將在下一章說明。因此, 爲估計海底凹洞的位置, 我們不須詳細描述 Smith (1975) 以及 Shyu & Tung (1999) 的理論, 僅將其結果做以上的說明。

第四章　數值計算

在本章中我們將針對由 (2.1) 式及圖三中的 f 函數所代表的混合層型態的流場, 估計重力波行進在其上被反射所形成的焦線的位置。由於如前面所說, 發生在臺中港北防波堤以及麥寮港西防波堤堤頭附近的流, 僅和由 (2.1) 和 (2.2) 所描述的代表已達 self-preservation 狀況的流場定性上相似, 因此, 在此兩地, 其混合層寬度 $l(x)$ 的變化亦非如 (2.7) 式所描述, 但爲簡化問題起見, 目前我們仍假設 l 在 x 方向的變化爲線性, 亦即

$$l = \beta x, \tag{4.1}$$

並在實際計算中代入適當的 β 值, 使計算較方便, 且又和實際流場的特性不相違背。另外我們也根據在兩地所觀測到的流速資料來決定 (2.1) 式中的固定參數 U_s。此一決定仍屬近似 (因實際觀測的位置並非位在流速分佈均勻的區域), 再加上我們目前僅考慮一種頻率的波 (但其入射方向可有很多種), 故由下面的計算所獲得的焦線位置若和現場所觀測的海底凹洞位置準確相同, 應屬巧合。但若下面的計算結果顯示, 波浪被特性和臺中港北防波堤及麥寮港西防波堤堤頭附近的流場相同的流反射時, 若其阻塞點和海底凹洞皆位在某一平面座標的相同的一個象限內, 且兩者離堤頭的距離相差不遠, 則我們可大致確定後者之發生應和前者有密切的關連。

當流場決定後, 即可應用有限差分法解 (3.3) 式, 並用 Secant Method 解 (3.1) 式, 以獲得各節點上的 k_x 和 k_y 兩者。在此一計算中, 若是在臺中港, 我們令正 x 軸指向東北方, 正 y 軸指向西北方; 在麥寮港, 則令正 x 軸指向北方, 正 y 軸指向西方, 如圖五所示。此時, 由於在臺中港北防波堤堤頭附近之強大海流的流向爲西南向 (更精確地說, 爲西南西向), 故 (2.1) 式中的 U_s 應爲負。而麥寮港西防波堤堤頭附近漲潮時的潮流爲北向, 故其 U_s 爲正。我們在此未考慮退潮時南向潮流的原因是, 當地較大的浪通常發生在冬天東北季風盛行時, 故由外海傳送至岸邊的較大的浪之行進方向具有朝南的分量, 因此此時波浪被流阻塞及反射的現象較可能發生在漲潮時, (但亦不排除退潮時的流沿堤線向西南方向流, 故而將由西邊傳來的浪阻塞及反射。)

另一方面, 雖然在圖五中, 爲了方便起見, 將臺中港北防波堤堤頭附近的流定爲西南向, 但實際因受北防波堤走向的影響, 它應較爲偏西, 因此和由西北且較爲偏北方向行進而來的波相比仍屬逆向。但無論如何, 由圖五可知, 在臺中港北防波堤堤頭附近, 由西邊傳來的波和流向相比較屬逆向, 而在麥寮港西防波堤堤頭附近則是由北邊來的波和漲潮時的流向相比較屬逆向。由於在實際海面上此兩種成份波皆可能具有相當大的能量, 因此在圖五中我們可以分別在 x 座標爲負和爲正的兩條虛線 (皆位在流的下游處) 上給定入射波的方向 θ , 再由 $n_0 = 1.3$ rad/sec 及 (3.1) 式決定虛線上各點的 k_x 和 k_y 做

爲它們的邊界條件。故接下來即可應用標準的差分法及 Secant Method, 一步一步計算上游各點的 k_x 和 k_y 值。

在上述計算中, 若在某個網格點上 (例如圖六中的 $x = x_0$, $y = y_0$ 處), 用 Secant Method 首度無法獲得 k_x 的解, 表此點已位在此一成份波的禁區內, 則我們可將此點做爲阻塞點的近似, 並在下一階段計算 $x = x_0 + \Delta x$ 線上各點之 k_x 和 k_y 值時, 避開 $y = y_0$ 之網格點不加以計算, 且在 $y = y_0 + \Delta y$ 以及 $y = y_0 - \Delta y$的兩個網格點, 分別用 forward-difference 和 backward-difference 的公式取代原來使用的 central-difference 公式。此一作法在以後各階段並持續進行, 直到 Secant Method 在另一點上又無法獲得 k_x 的解。此一新的阻塞點, 若計算正確, 將發生在$y = y_0 + \Delta y$ 或 $y = y_0 - \Delta y$ 的線上 (圖六是假設後者)。因此接下來我們亦排除 $y = y_0 - \Delta y$ 線上各網格點不加以計算, 並在 $y = y_0 - 2\Delta y$ 之各網格點上用 backward-difference 公式取代 central-difference 公式, 直到另一個阻塞點出現。最後將所有的阻塞點連成一線即代表焦線。此一焦線在一般情況應爲曲線, 而非直線。

由圖六可以看出, 爲準確估計一通過 (x_0, y_0) 點附近, 且其方向和 y 軸之夾角甚小的焦線, 必須 $\Delta x \ll \Delta y$。另外, 爲降低因數值誤差而誤判焦線位置的可能性 (此一可能性因 $\boldsymbol{k}(x, y)$ 在阻塞點爲 singular 而大增), 我們亦經由觀察如 C 點上的 $\boldsymbol{U} + \boldsymbol{C_g}$ 之角度 α 是否小於 A 和 C 兩點連線的方向角度 ω, 來決定波的能量是否能傳送到 C 點, 否則即使在 C 點上可用 Secant Method 估計 k_x 值, 仍須將此點 (而非 B) 點判定爲阻塞點。

應用以上方法我們即可準確估計焦線的位置, 且因在臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近的流場之主要特性皆屬混合層型態, 故我們可採用相同的電腦程式, 僅輸入不同的參數值, 特別是 U_s 值, 即可估計兩地可能發生的焦線位置。根據在第二章所引述之以往的觀測, 我們目前選定在臺中港北防波堤堤頭附近之 U_s 值爲 -1.8 m/s, 在麥寮港西防波堤堤頭附近之 U_s 值爲 1.2 m/s 。另一方面, 考慮在2.1節最後一段以及本章中第一段文字內所解釋的原因, 我們目前定 (2.7) 式中的 β 值在臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近分別爲-0.25和0.25 (其正負號的差異是和流的方向是朝正 x 軸或負 x 軸有關)。因此以下的數值計算結果可以區分爲 $U_s = -1.8$ m/s (模擬臺中港) 和 $U_s = 1.2$ m/s (模擬麥寮港) 兩部份。

圖七至圖十二即爲第一部份數值計算所估計的焦線的位置, 它們之間的差異主要是因在 $x = -200$ m 的線 (即圖五中的虛線) 上所指定的入射波之 $\boldsymbol{k}$ 和 x 軸的交角 θ 各有不同。另外, 圖十一和圖十二的垂直座標且被壓縮以顯示較長的焦線。實際上圖十二中的焦線且延伸至圖外, 但這部份的焦線, 由於其入射波之振幅已因能量擴散效應而

變爲極小 (參看圖十三), 故即使波浪反射效應可使水面位移的振幅放大四、五倍, 但仍有限, 因此這部份的焦線可以忽略。另外需說明的是, 在圖七至圖十二內的箭頭長度僅代表在同一個圖中各點上的$\boldsymbol{U} + \boldsymbol{C_g}$的量的相對大小, 故無法被用來比較不同的圖上之 $\boldsymbol{U} + \boldsymbol{C_g}$ 的量。

由圖七至圖十二內的箭頭方向, 我們可清楚地看到入射波的能量如何被阻擋在焦線上。由於我們並未計算反射波, 故圖中未顯示後者如何傳送。值得注意的是, 由這些圖, 特別是由圖七至圖十, 我們可看到, 當焦線中斷時, 入射波的能量即繞過焦線的末端, 朝其背後行進。此點可顯示目前計算結果的合理性。

爲清楚顯示由各個方向入射的波所產生的所有焦線的位置, 在圖十四中我們且將圖七至圖十二內的焦線描繪在一起, 其結果顯示這些焦線確實和海底凹洞位在同一象限內, 且它們相距不遠, 表波被流阻塞及反射現象確可被用來解釋在距離臺中港北防波堤堤頭逾一百米處所發生的海底沖刷現象。

同樣的情形亦發生在麥寮港西防波堤堤頭附近。由圖十五至圖十九可看出, 由於麥寮港西防波堤堤頭附近的流速較臺中港北防波堤者小, 故由頻率相同的入射波所形成的焦線離堤頭較近。另外目前的計算亦顯示, 如今 θ 角似乎須較大, 方能產生焦線。另外在圖十九的焦線在開始時具有較大的曲率, 此一現象和流速變化的梯度在 $\xi = 3$ 處不連續 (參看 (2.6) 式下面的說明) 有關, 但其影響在 ξ 減小時 (亦即深入到 shear layer 內時) 將迅速消失。

在圖二十中我們也將圖十五至圖十九內所有的焦線描繪在一起, 其結果同樣顯示, 焦線的位置確和海底凹洞位在同一象限內, 且彼此相距不遠, 表此種發生在堤頭附近, 但並非緊鄰堤頭的海底沖刷現象, 確有可能是由在焦線附近所形成的巨浪造成。

第五章　結論與建議

本研究針對發生在臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近之混合層型態的流場，應用重力波和三維非旋流交互作用的理論，設計電腦程式，並進行數值模擬計算。其結果顯示，在冬天東北季風盛行時，重力波被流阻塞及反射現象可輕易發生在此兩區域內。

由於在由阻塞點所連成的焦線附近，且距離焦線不到一個波長的位置上，將因入射波被反射而產生一種特殊的巨浪，其振幅可爲原入射波的四、五倍以上，且單獨存在，故此種巨浪極有可能激起當地的海底沈積物，後者並由海流搬運至遠方。因此當目前的計算結果顯示焦線的位置和海底凹洞的位置不僅位在同一象限內，且距離相近，則我們可大致論斷發生在臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤堤頭附近的強烈海底沖刷現象應和此種特殊的巨浪有密切的關連。

在目前的數值計算中我們亦發現，當圖七至圖十二以及圖十五至圖十九中的 θ 值改爲負的，表波浪由流速較小的區域向流速較大的區域行進時，波浪將不會被阻塞及反射。因此我們可以設法改變防波堤堤頭附近流的方向 (入射波的行進方向較難大幅改變)，使焦線及其附近特殊的巨浪不再發生，因而達到解決防波堤堤頭沖刷現象的目的。

例如，在圖一中，若我們將北防波堤如虛線般加以延伸，則至少在離新的堤頭數百米距離內，風驅流的方向將較爲偏北，故由外海 (西邊) 傳來的波，將由流速較小的區域往流速較大的區域行進，因此不會產生焦線，故而也不會發生嚴重海底沖刷現象。而在離新的堤頭超過數百米處，即使風驅流的方向仍維持爲西南向，因而可能發生海底沖刷現象，但因它離堤頭較遠，故不會對防波堤造成損害。另一方面，即使有向南行進的波浪，使其仍由流速較大的區域向流速較小的區域行進，但此時 θ 值將小於圖七中的 0.4 rad，故在目前的情況下，焦線仍無法發生。

圖一乃爲臺中港舊的防波堤，但因其新的北防波堤是沿著舊北防波堤方向延伸850米，並進而再延伸480米，故根據第二章的分析，在新的堤頭附近的流場型態、方向、與強度應和原來者相差不大，此點可由本所、臺大海研所以及工研院能資所歷年來的觀測資料獲得瞭解，因此上述的結論與建議仍可適用於新的北防波堤。

另一方面，在麥寮港西防波堤堤頭附近，由於當地強大的流爲往復運動的潮流，故若採用類似的方法來避免漲潮時在堤頭附近發生波浪阻塞現象，則可能導致退潮時的潮流將相同的入射波阻塞及反射。而在朱、杜、廖 (2002) 論文中曾描述的麥寮港西防波堤堤頭附近之另一處的海底凹洞，即可能是由退潮時的流將由西北方向傳來的入射波阻塞及反射而造成 (參看第四章第三段內最後一句文字說明)。因此在麥寮港西防波堤堤頭附近情況較複雜，需更仔細加以分析，並在堤頭附近測量漲退潮時的流速及流向。

誌　謝

本所曾相茂研究員和吳基研究員提供作者許多有關臺中港和麥寮港的資料及文獻, 所惠良多, 特此致謝!

參考文獻

Abramowitz, M. & Stegun, I. A. (1972) *Handbook of Mathematical Functions*. Dover, New York.

Bretherton, F. P. & Garrett, C. J. R. (1968) Wavetrains in inhomogeneous moving media. *Proc. R. Soc. Lond.* A, 302: 529–554.

Lillycrop, W. J. & Hughes, S. A. (1993) Scour hole problems experienced by the corps of engineers; data presentation and summary. Miscellaneous papers. CERC-93-2, US Army Engineer Waterways Experiment Station, Coastal Engineering Research Center, Vicksburg, MS.

Oumeraci, H. (1994) Review and analysis of vertical breakwater failures—lessons learned. In: H. Oumeraci, J.van der Meer and L. Franco (Editors), Vertical Breakwaters. *Coastal Eng.*, 22: 3-29.

Phillips, O. M. (1977) *The Dynamics of the Upper Ocean*, 2nd edn. Cambridge University Press.

Shyu, J. H. & Tung, C. C. (1999) Reflection of oblique waves by currents: analytical solutions and their application to numerical computations. *J. Fluid Mech.* 396: 143–182.

Smith, R. (1975) The reflection of short gravity waves on a non-uniform current. *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.*, 78: 517-525.

Sumer, B. M. & Fredsoe, J. (1997) Scour at the head of a vertical-wall breakwater. *Coastal Eng.*, 29: 201-230.

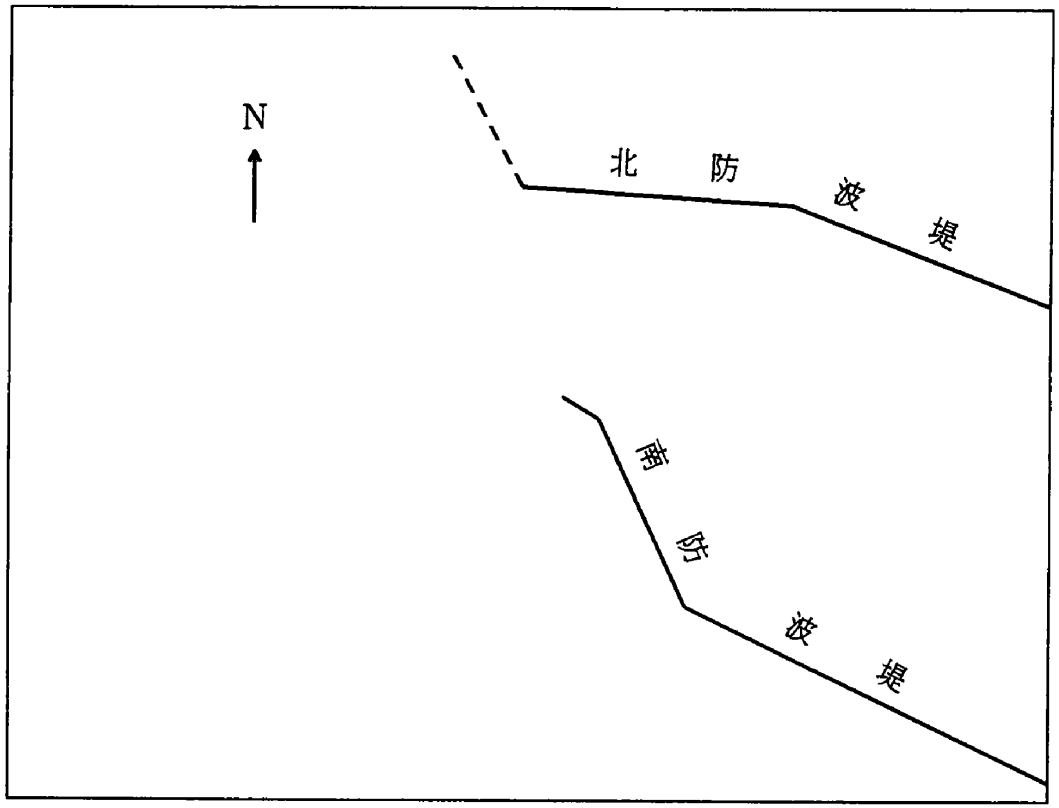
Tennekes, H. & Lumley, J. L. (1972) *A First Course in Turbulence*. MIT Press.

朱志誠、杜振宗、廖學瑞 (2002) 堤頭沖刷案例—防波堤堤頭刷深現象之分析探討, 第24屆海洋工程研討會專題講座論文集。

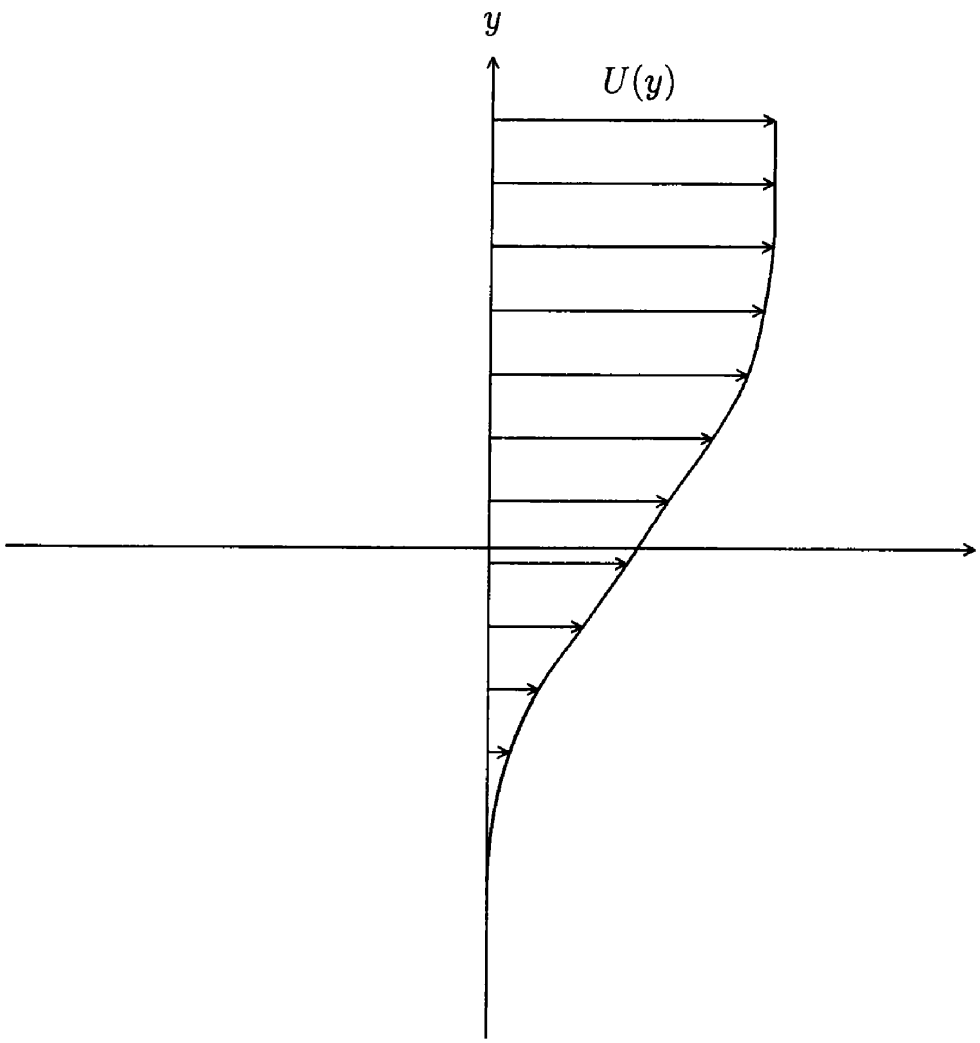
梁乃匡、曾相茂 (1982) 臺中港口流況調查研究, 中油委託港灣技術研究所專刊 No 6.

許明雄、余進利、高瑞棋 (2001) 彰化雲林近岸海域海流及潮汐特性, 濱海工業區調查研究與規畫設計施工成果發表研討會論文集。

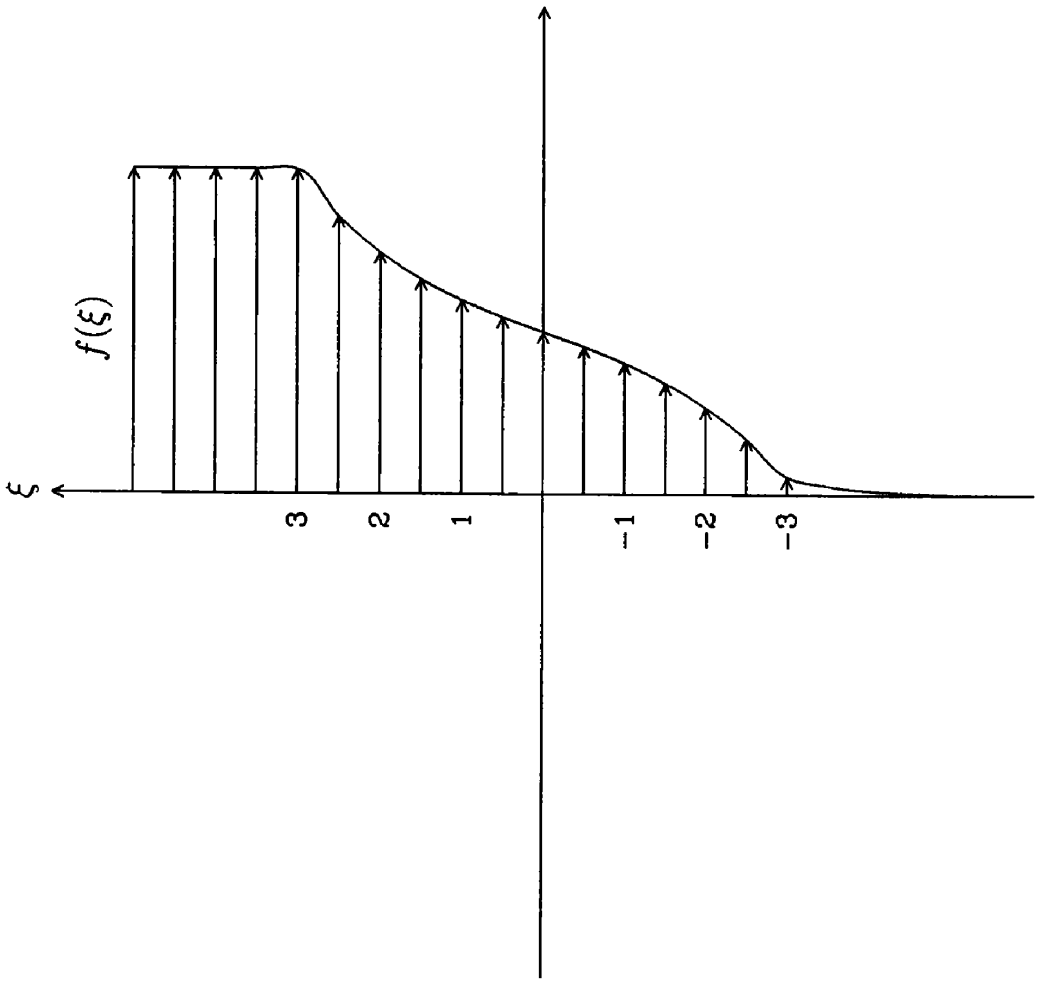
徐進華 (2004) 防波堤堤頭沖刷現象研究, 運輸研究所港灣技術研究中心。



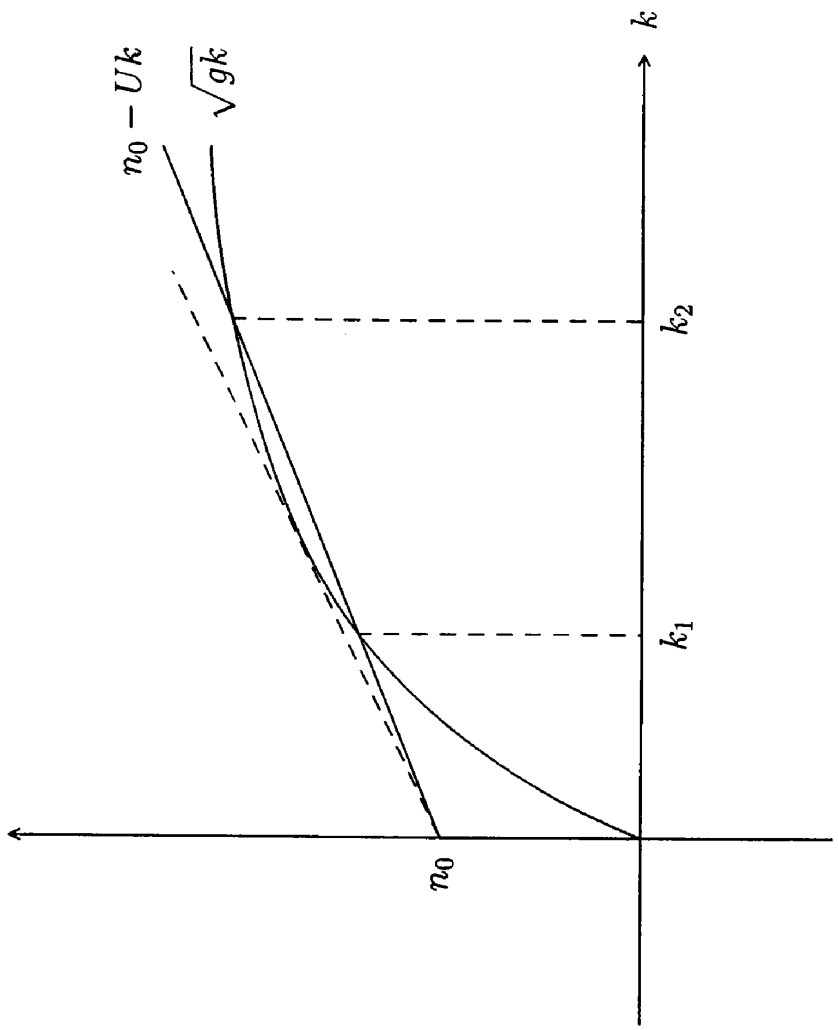
圖一、臺中港舊防波堤方位圖



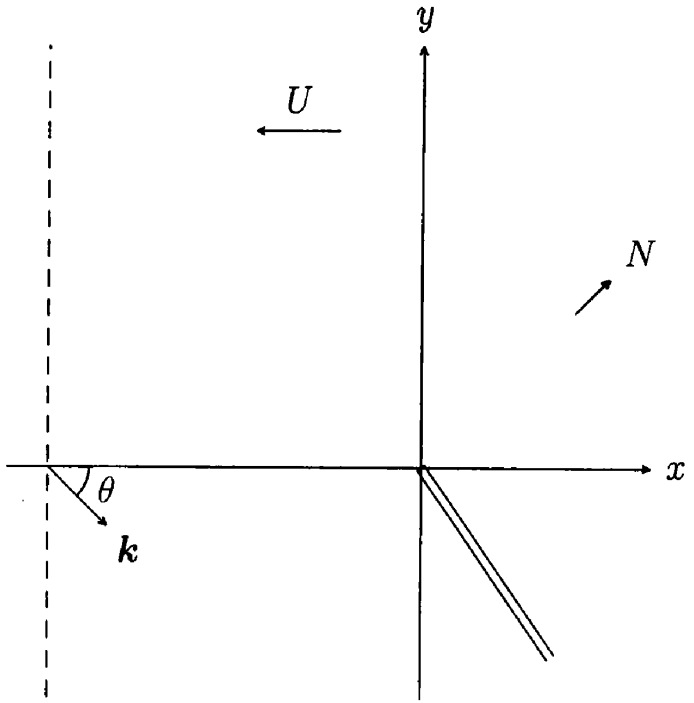
圖二、剪流層之流速變化概況



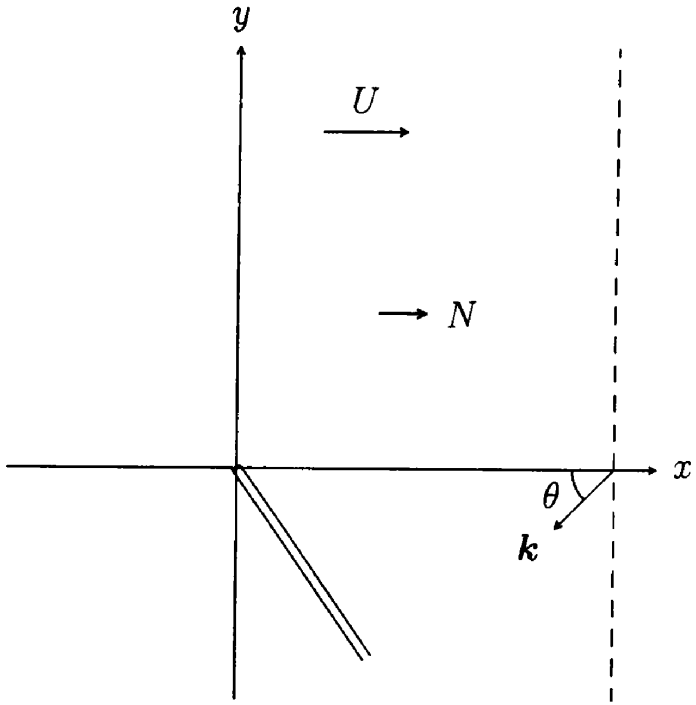
圖三、剪流層之近似解



圖四、離散關係式的解

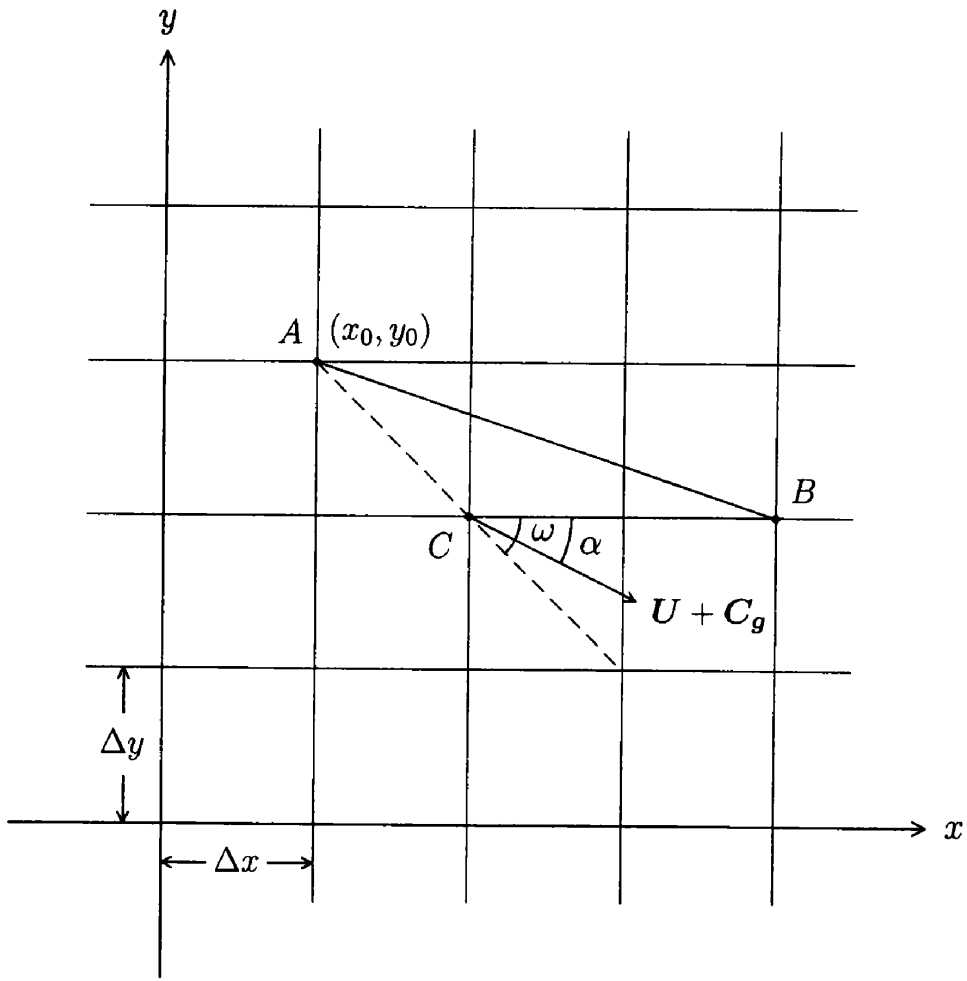


(臺中港)

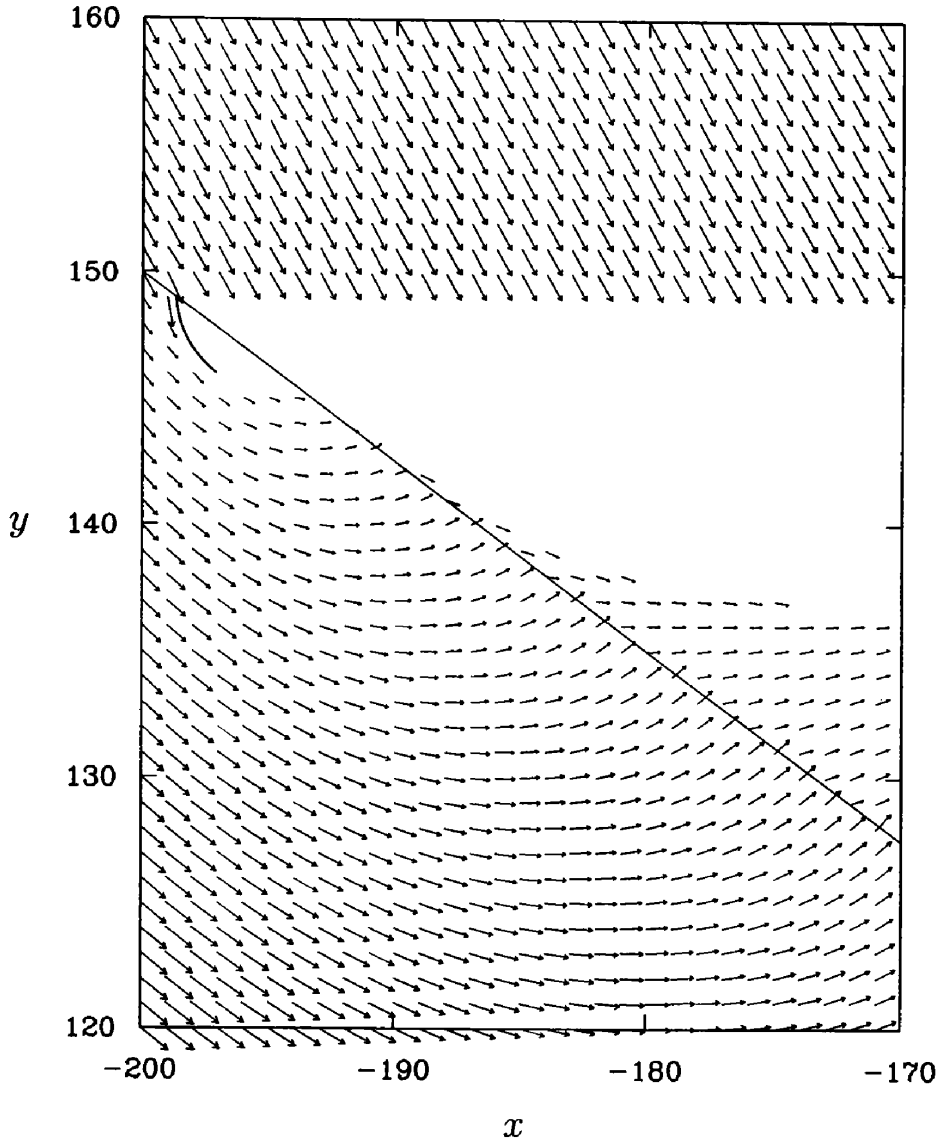


(麥寮港)

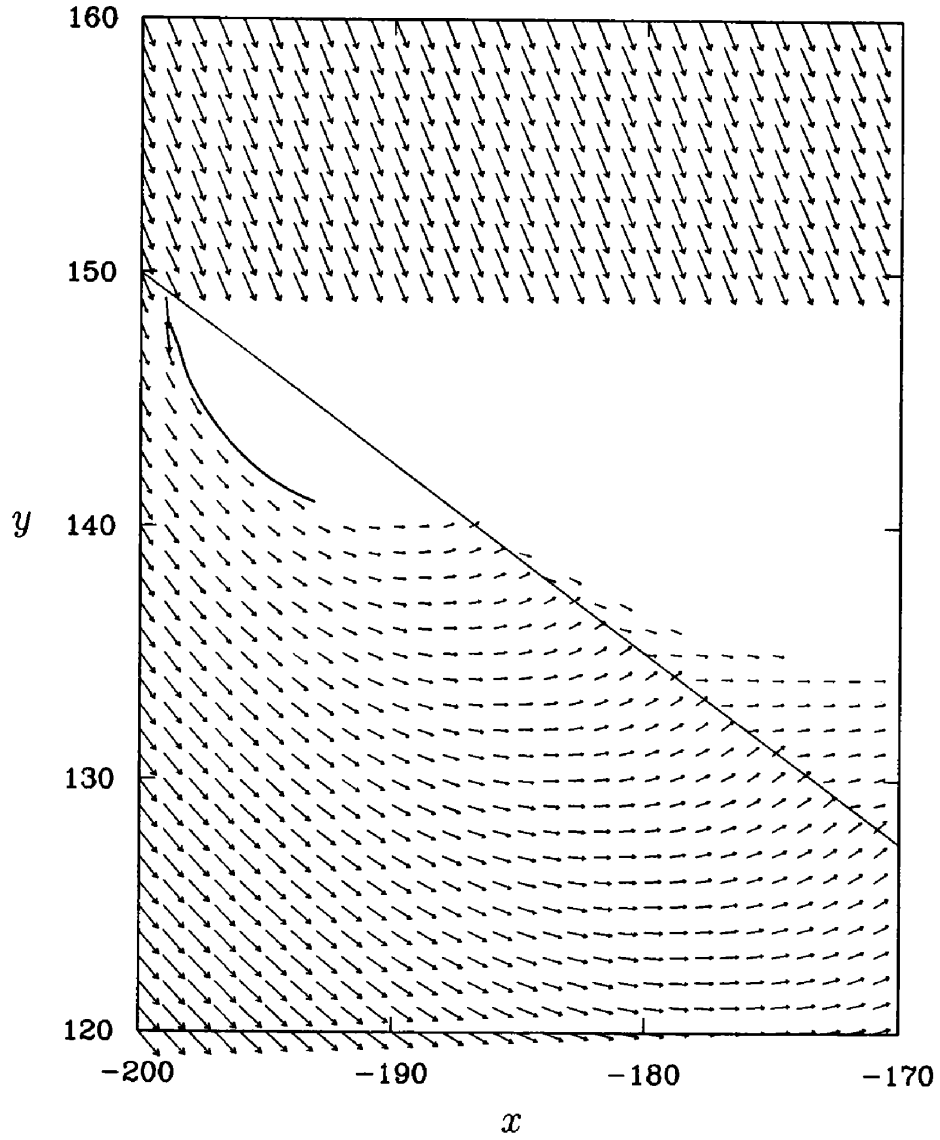
圖五、示意圖



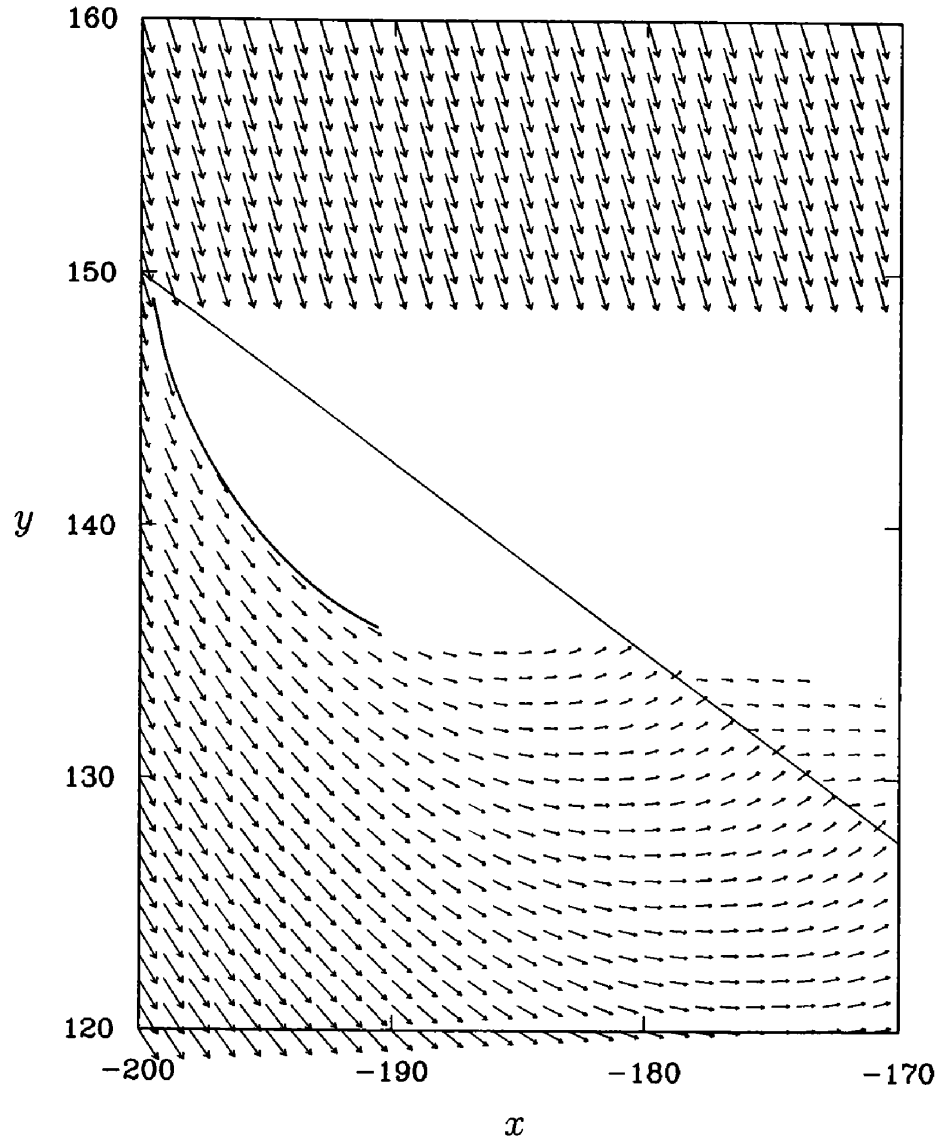
圖六、估計焦線位置策略之解說圖



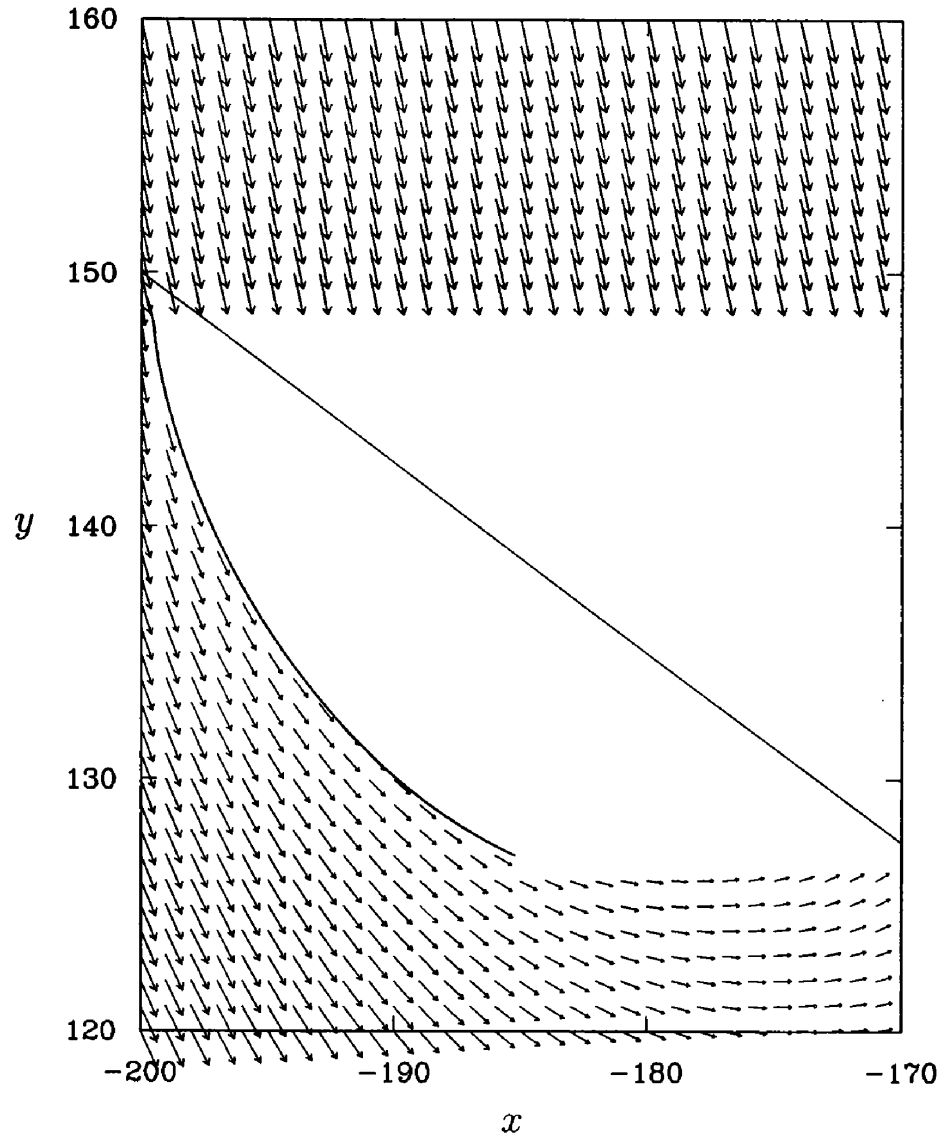
圖七、臺中港北防波堤堤頭附近波流交互作用數值模擬 ($\theta = 0.4$ rad)。實曲線表焦線, 直線代表 $\xi = 3$, 箭頭表入射波之 $\mathbf{U} + \mathbf{C_g}$ 向量, x、y座標之單位爲米



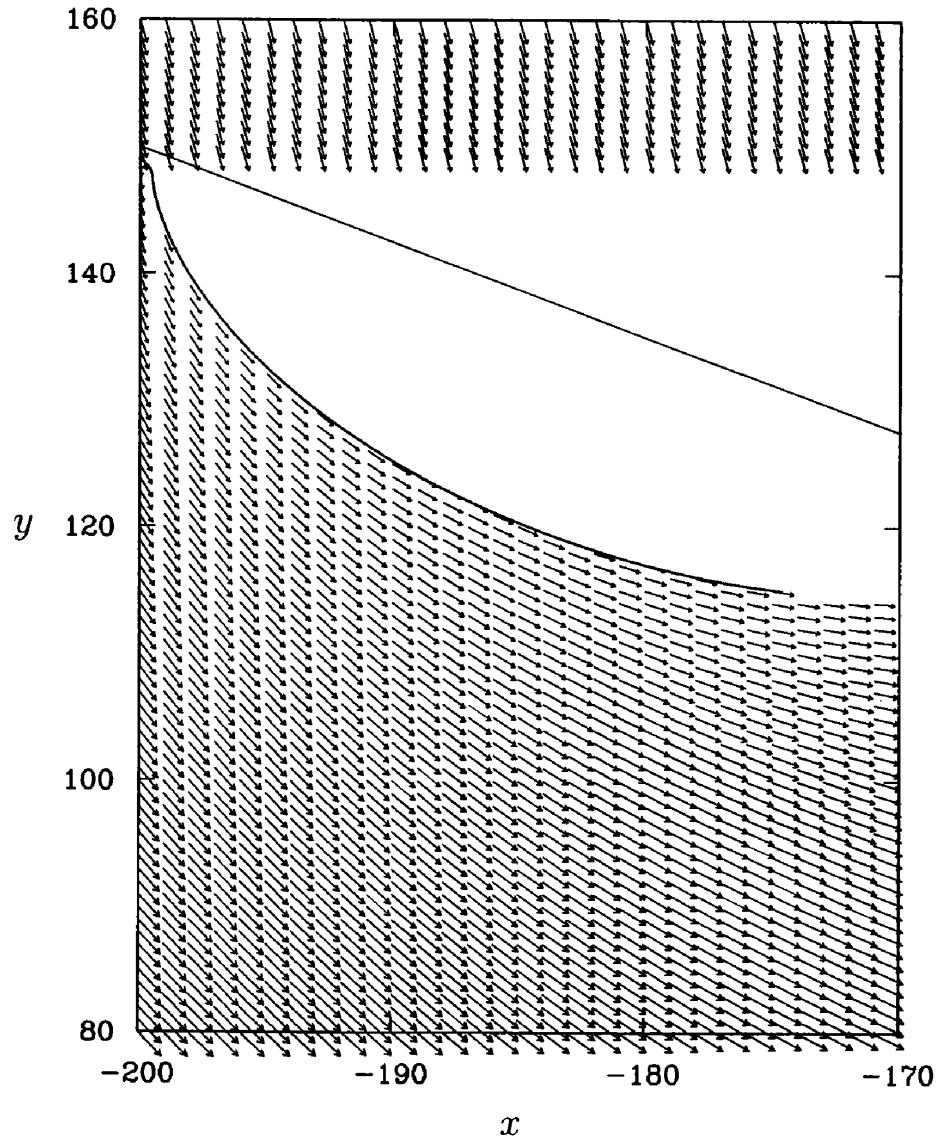
圖八、同圖七 ($\theta = 0.5$ rad)



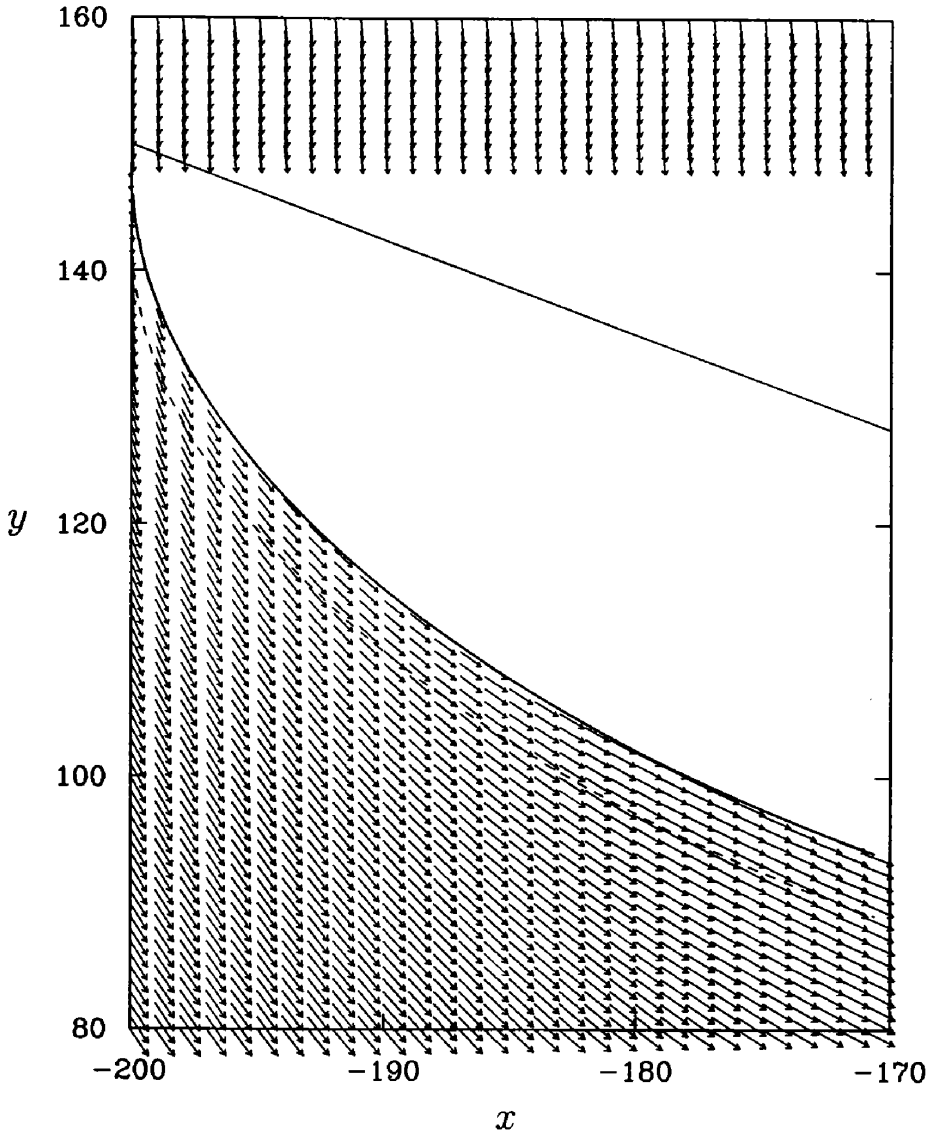
圖九、同圖七 ($\theta = 0.6$ rad)



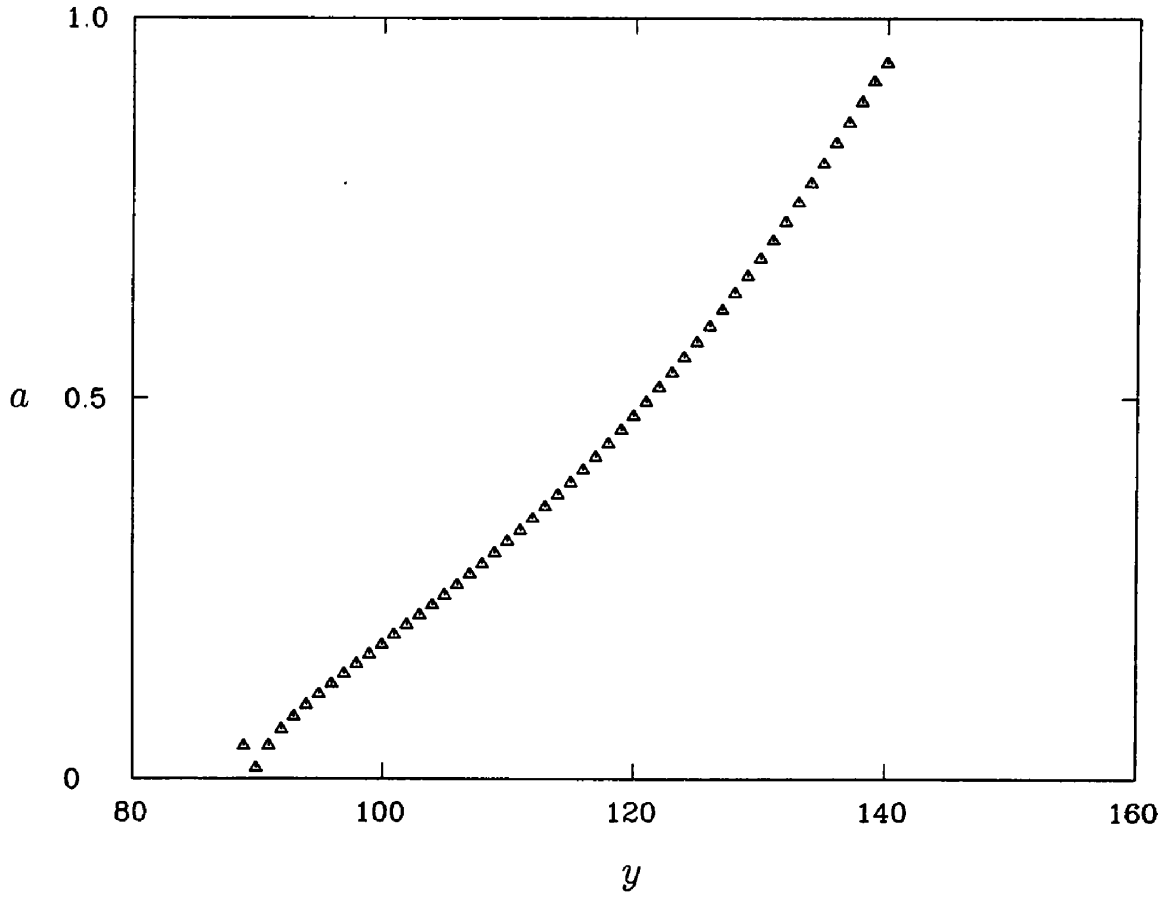
圖十、同圖七 ($\theta = 0.7$ rad)



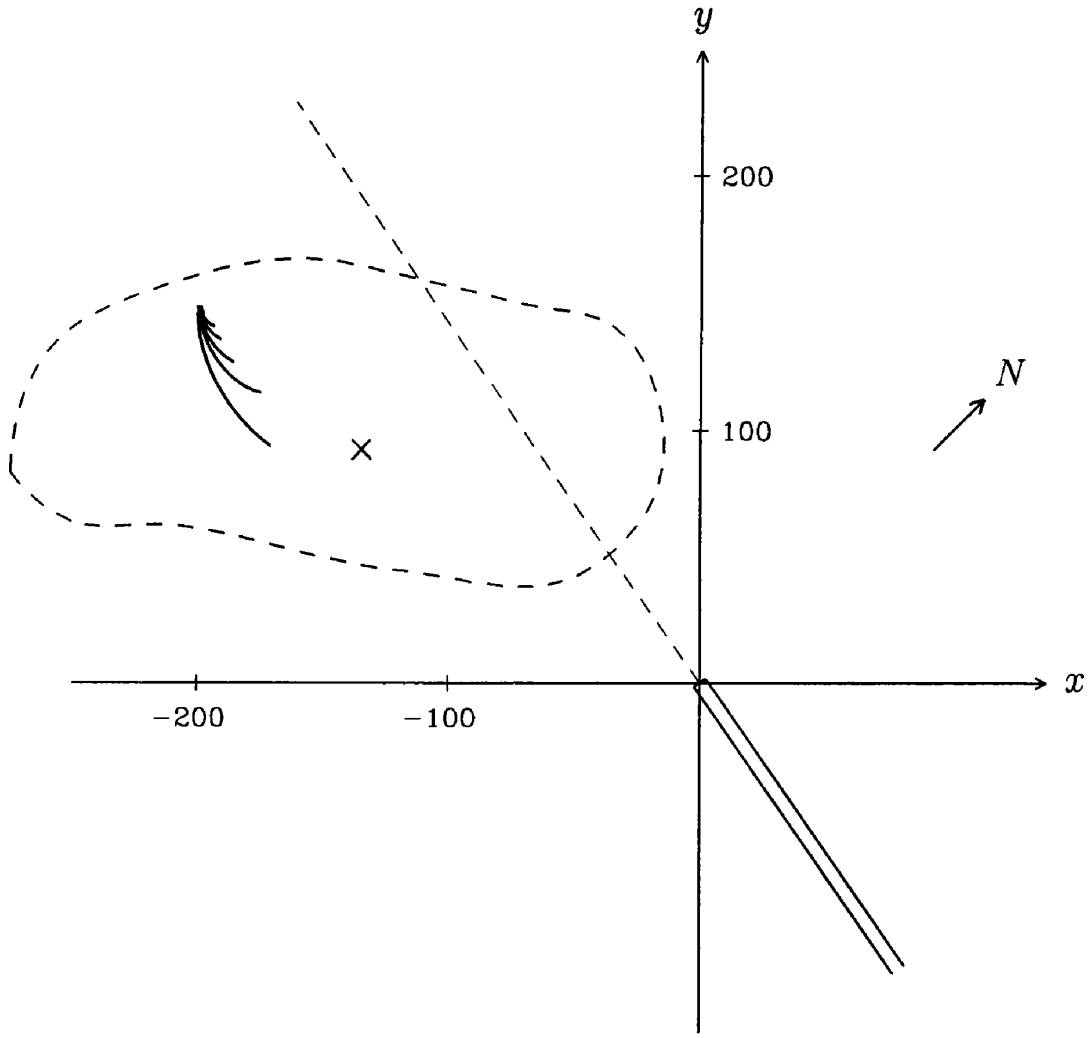
圖十一、同圖七 ($\theta = 0.79$ rad)



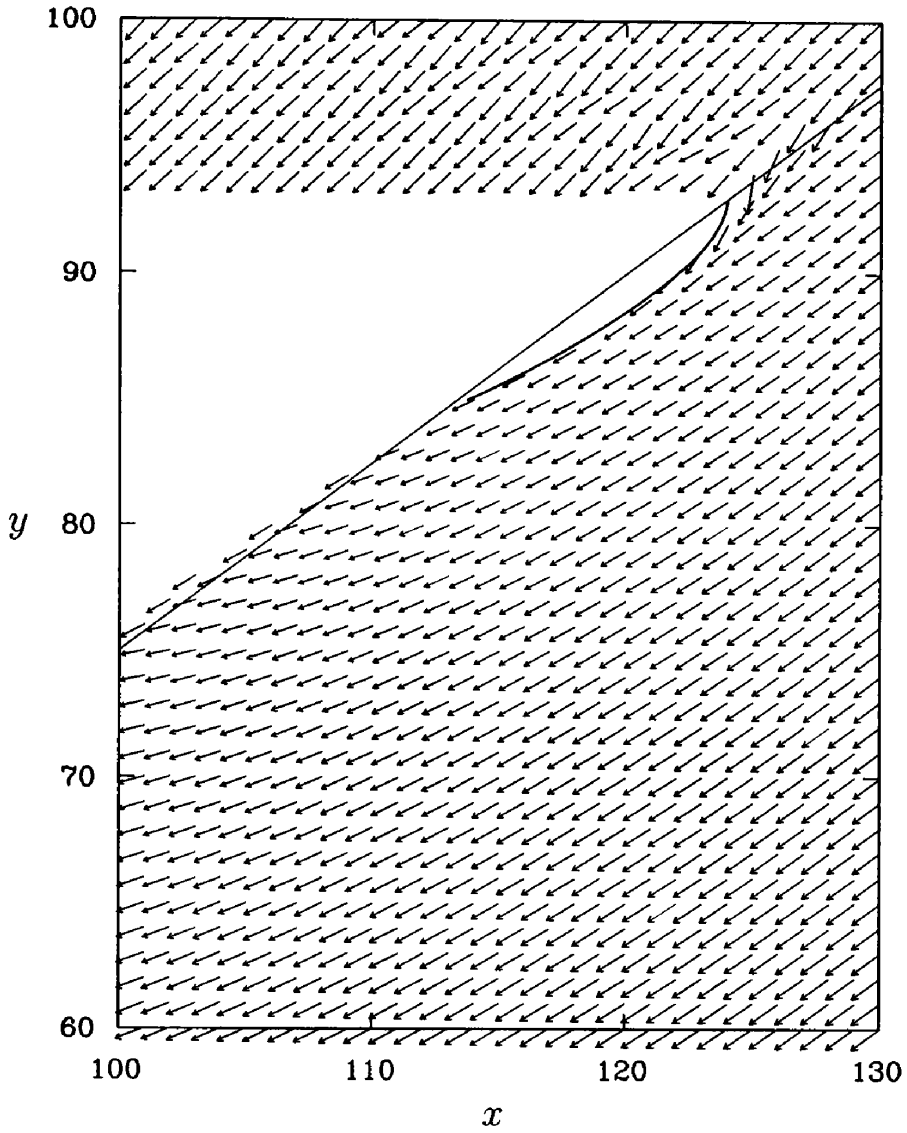
圖十二、同圖七 ($\theta = 0.9$ rad)



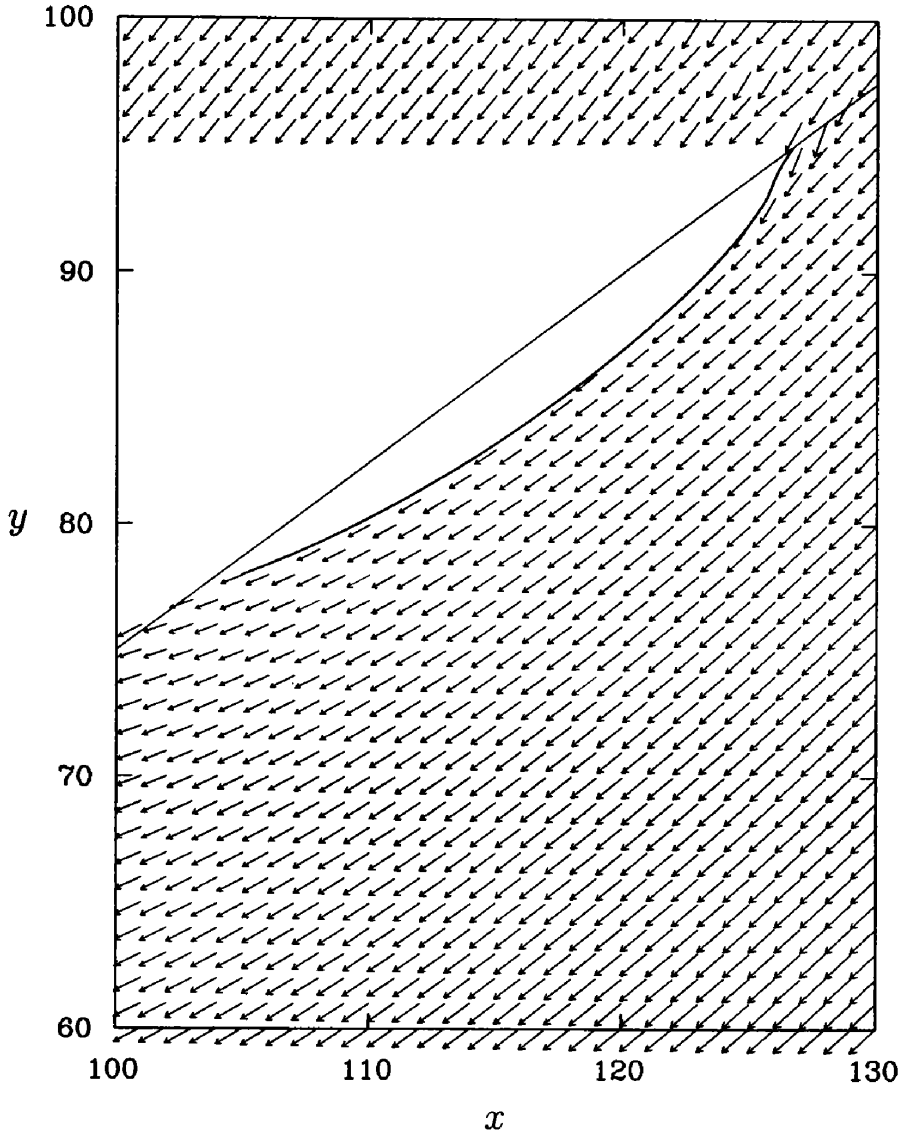
圖十三、在圖十二的虛線上各點之入射波的相對振幅, y 座標的單位爲米



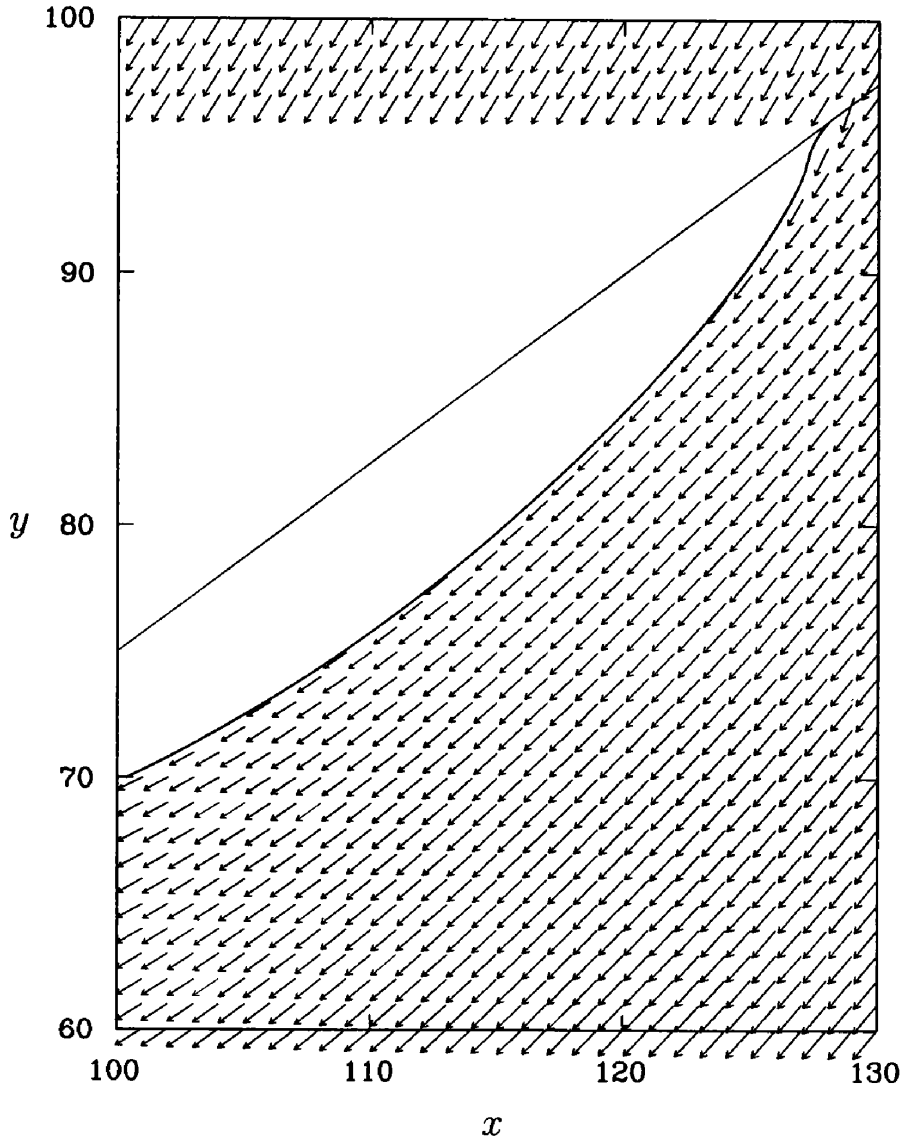
圖十四、臺中港北防波堤堤頭附近焦線(實曲線) 及海底凹洞中心(叉號) 位置，
虛曲線表30米等水深線，x、y 座標之單位爲米



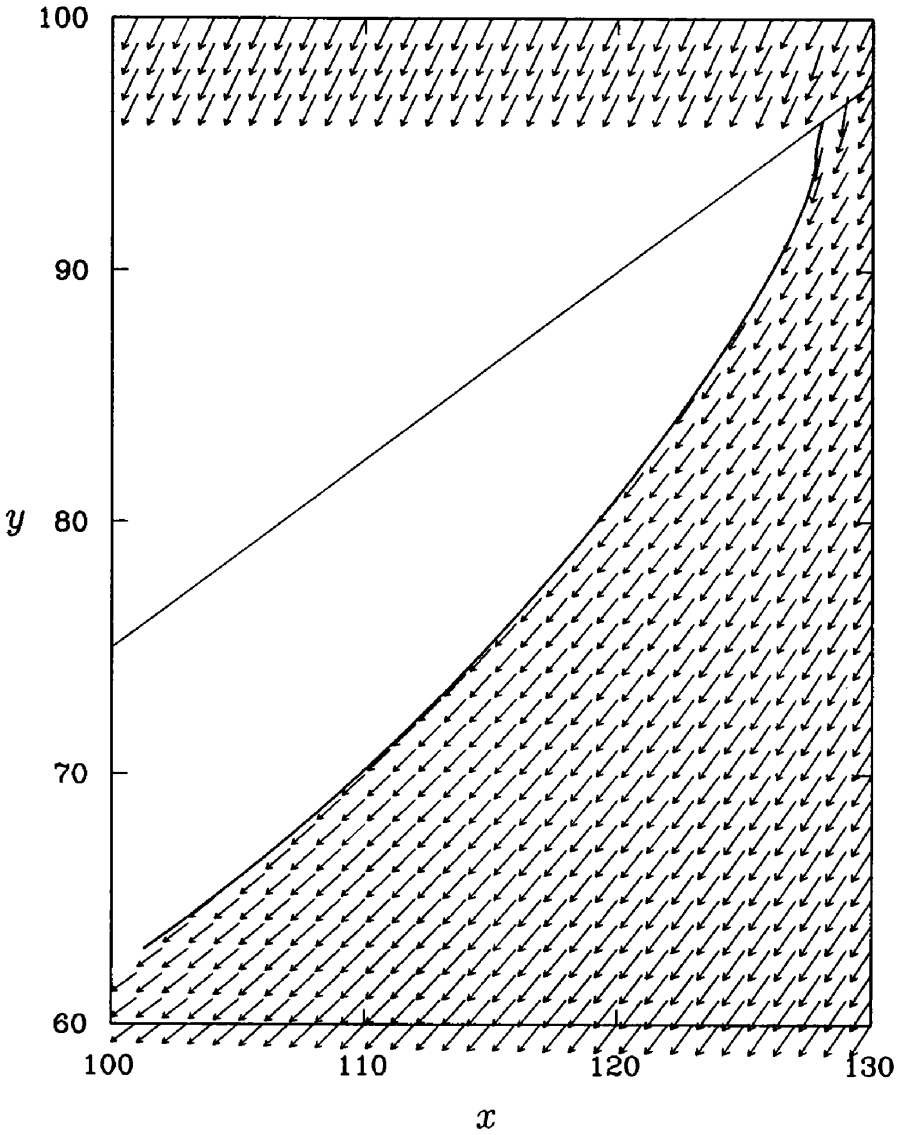
圖十五、麥寮港西防波堤堤頭附近波流交互作用數值模擬 ($\theta = 0.5$ rad)。實曲線表焦線, 直線代表 $\xi = 3$, 箭頭表入射波之 $\mathbf{U} + \mathbf{C_g}$ 向量, x、y座標之單位爲米



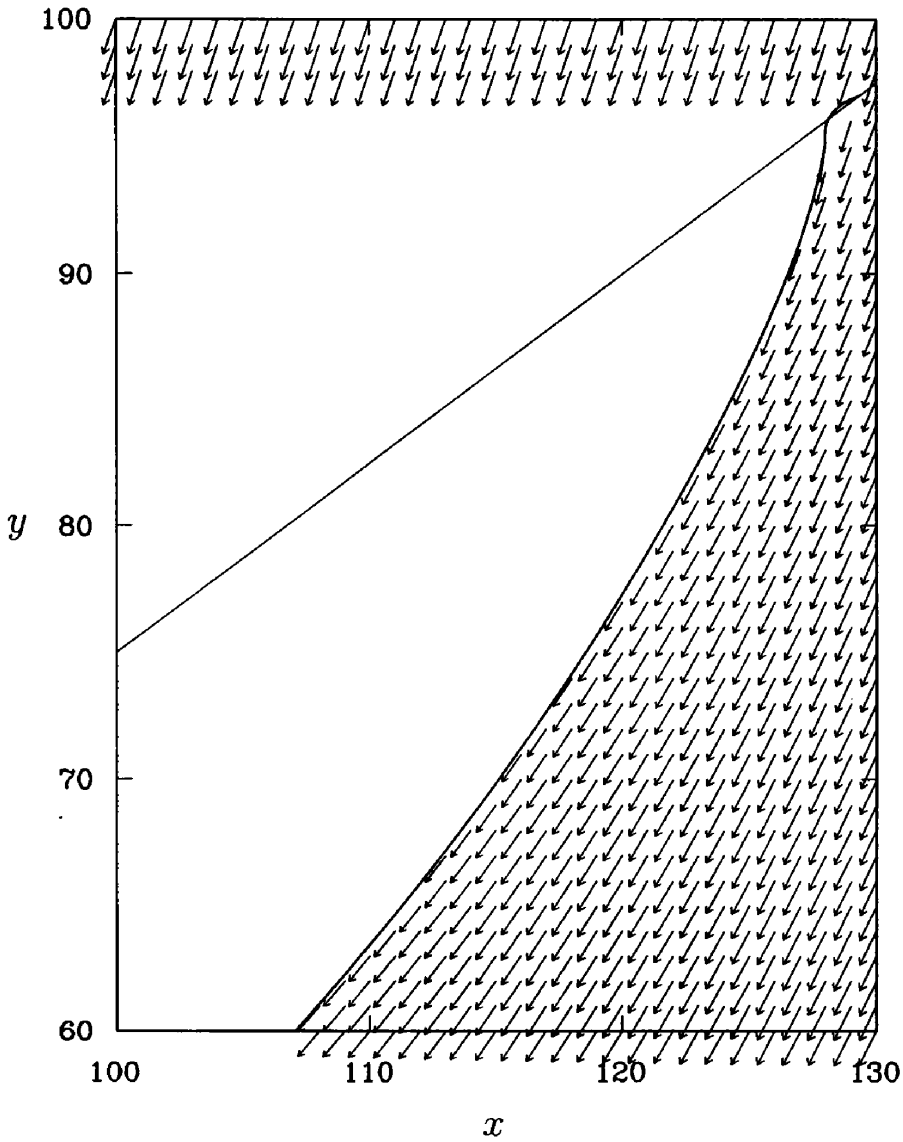
圖十六、同圖十五 ($\theta = 0.6$ rad)



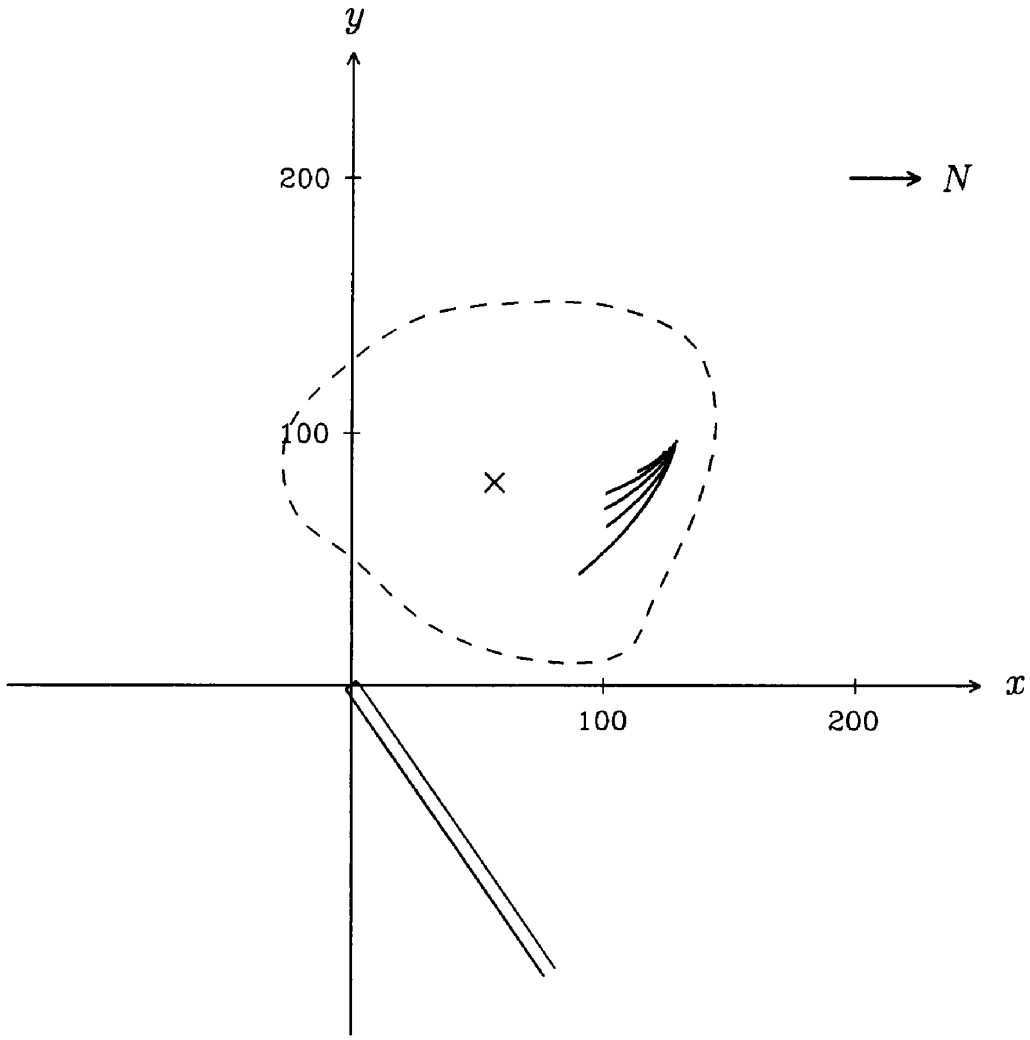
圖十七、同圖十五 ($\theta = 0.7$ rad)



圖十八、同圖十五 ($\theta = 0.79$ rad)



圖十九、同圖十五 ($\theta = 0.9$ rad)



圖二十、麥寮港西防波堤堤頭附近焦線(實曲線) 及海底凹洞中心(叉號) 位置，
虛線表淘刷深度之等值線，x、y 座標之單位爲米

交通部運輸研究所

「防波堤堤頭沖刷現象研究(2/2)」

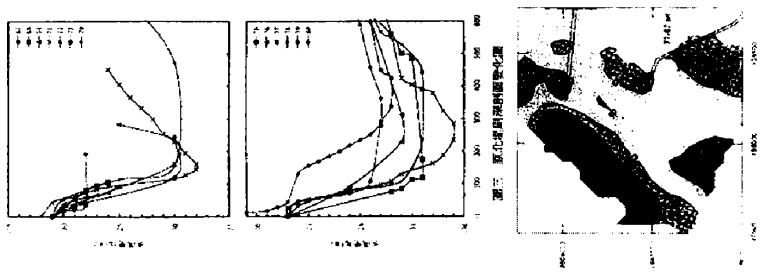
九十三年度科技計畫審查會審查意見答覆及辦理情形

審查委員及審查意見	答覆及辦理情形
李兆芳教授： 1. 本計畫能針對現有存在之問題，提出一個理論概念來解釋，相當具有建設性和創意。 2. 理論係建立在一個假設上，未來之計劃若能兼具得到現場之數據作比較，同時討論差異產生之原因，則更好。	1. 感謝肯定。 2. 未來有機會將遵照辦理。
李忠潘教授： 1. 以理論解析波被流阻擋，形成巨浪，而可能於堤頭外刷深，似與焦線區的位置相符。若能再由該區的現場波浪來印証，則將確為漂亮的結果。 2. 延長臺中港的防波堤可能只是改變沖刷的位置，或可再研議其它方法來防止沖刷。	1. 要用現場波浪來印証理論解析的結果，須觀測不只一點上的波浪，且需全面掌握實際流場的分佈，故不易實施，這也是波被流阻擋形成巨浪現象至今無法獲得驗證的原因，僅能由當地工作人員用目視與經驗來做判斷。 2. 目前所考慮的改善堤頭沖刷現象的方案，亦可避免在防波堤主體附近產生沖刷。而在遠離防波堤處的沖刷，因為對防波堤不會產生威脅，故目前未加以考慮。
蕭松山教授： 1. 以波流交互作用理論探討防波堤頭沖刷現象，頗具創意，且研究成果良好，值得肯定。	1. 感謝肯定。 2. 目前所考慮的波長，只有在波被流反射形成巨浪時才會受到水深效應的影響，但因目前僅針對

2. 水深效應之影響如何? 3. 改善方案之計算成果建議於將來研究中提出，或能與現場量測資料進一步驗證比對。	入射波計算其至焦線的位置，再將後者視為巨浪發生位置之近似，因此不需考慮水深的效應。 3. 改善方案之計算成果部份可見於目前的報告中，更詳細的計算未來有機會將遵照辦理。
簡仲璟科長： 1. 在阻塞點所連成的焦線附近所產生之特殊巨浪(振幅可達入射波 4 至 5 倍以上)，建議能有現場觀測資料作比較，驗證。 2. 本研究對於堤頭附近之地形沖刷原因，藉由數值模擬計算結果，提出新的觀點，對於未來防波堤的佈置與堤頭保護極具參考價值。 3. 圖說與圖之配置建議修正為同一方向，以利閱讀。	1. 要用現場波浪來印証理論解析的結果，須觀測不只一點上的波浪，且需全面掌握實際流場的分佈，故不易實施，這也是波被流阻擋形成巨浪現象至今無法獲得驗證的原因，僅能由當地工作人員用目視與經驗來做判斷。 2. 感謝肯定。 3. 目前圖的方向可使臺中港北防波堤和麥寮港西防波堤的走向在圖中皆相同，以利於比較兩地之實測及計算結果，亦使當地的流向和座標軸平行，以避免圖變得更複雜。而各圖中的正北方向亦相差不大。
蔡立宏研究員： 1. 對防波堤堤頭沖刷機制作水理特性分析，提供研究及設計單位參考，內容值得嘉許。 2. 建議日後朝改善方案研究進行。	1. 感謝肯定。 2. 未來有機會將遵照辦理。

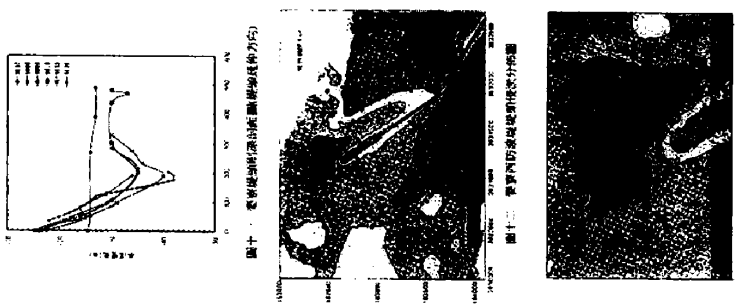
防波堤堤頭沖刷現象研究(2/2)

臺中港舊北防波堤:



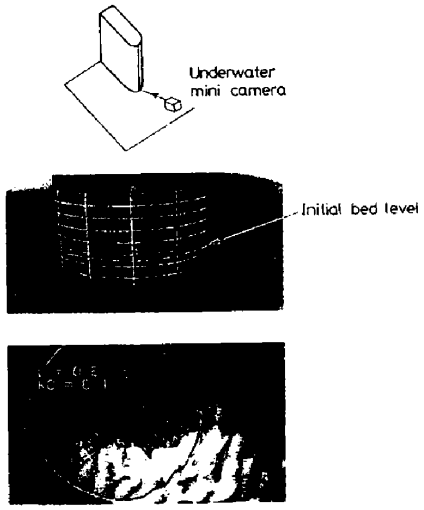
(朱志誠、杜振宗、廖學瑞，2002)

安寮港西防波堤:



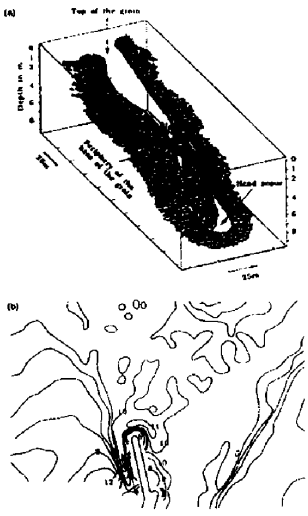
(朱志誠、杜振宗、廖學瑞，2002)

實驗室內:



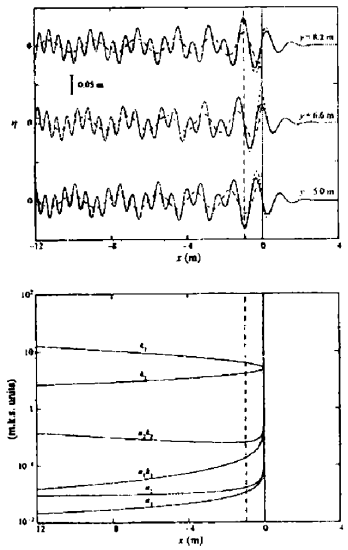
(Sumer & Fredsøe，1997)

現場觀測(丹麥西岸):



(Fredsøe & Sumer, 1997)

波被流阻塞及反射過程可能導致堤頭沖刷！

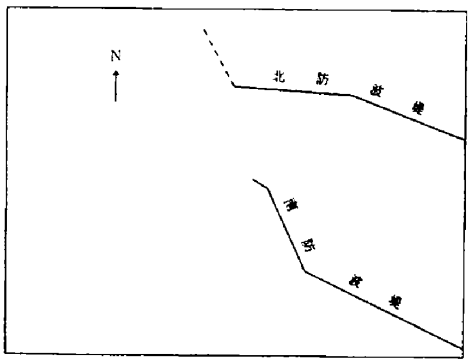


(Shyu & Tung, 1999)

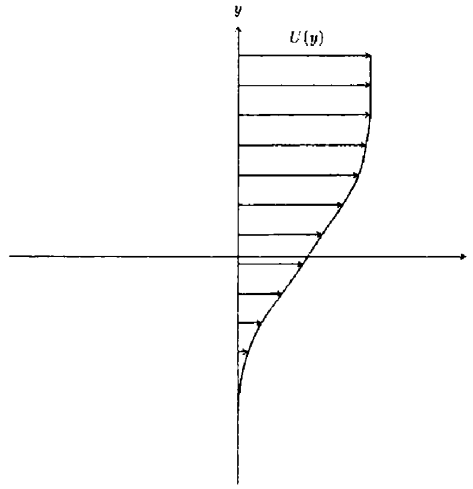
須證明：1. 波被流阻塞及反射現象確可發生於當地

2. 焦線的位置和海底凹洞的位置相近

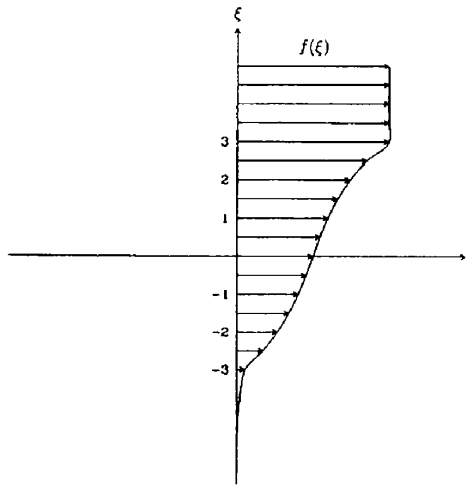
但先決定當地的流場！



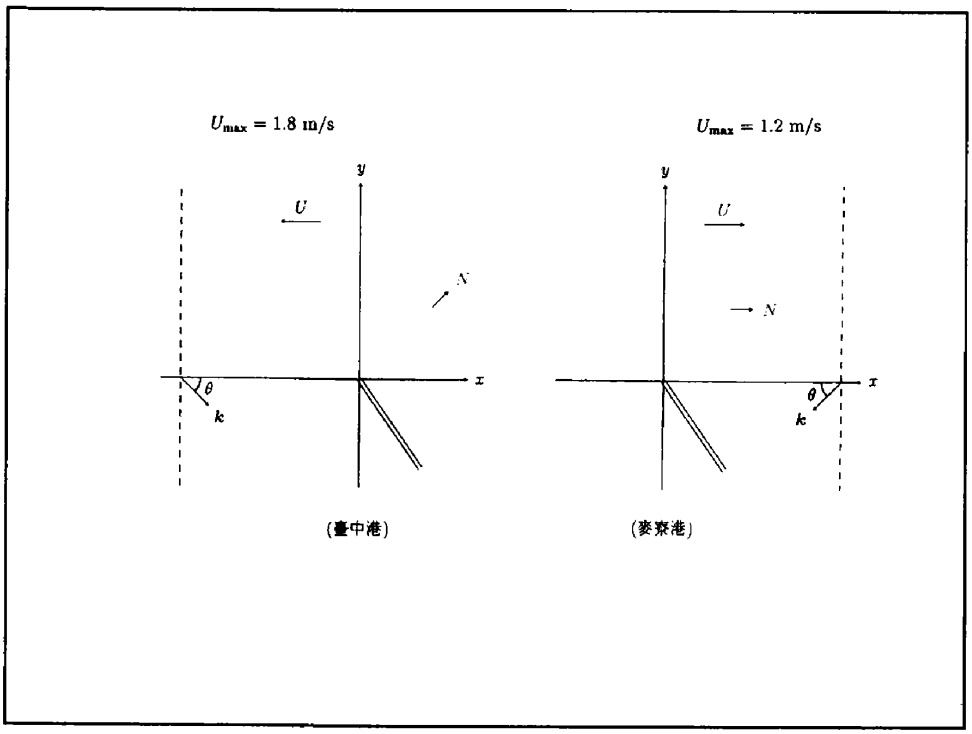
(台中港)



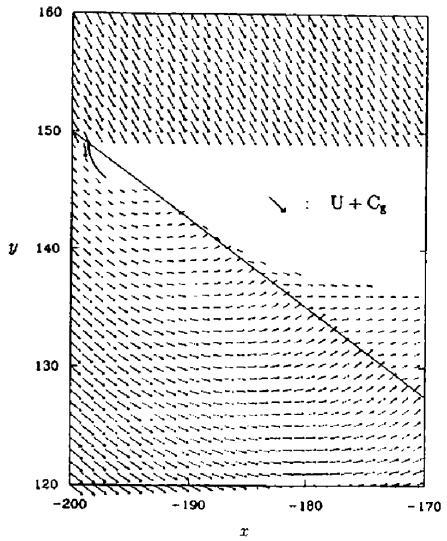
剪流層(混合層)



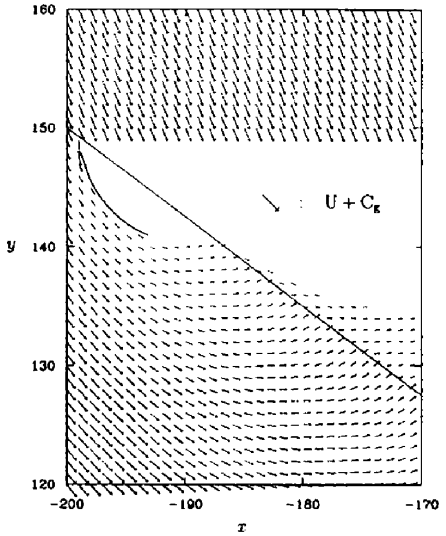
剪流層近似解



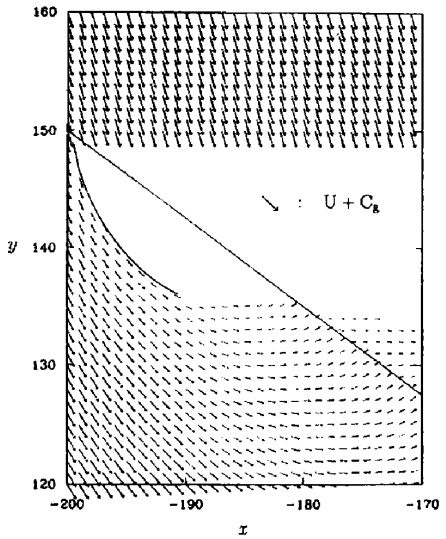
台中港 (θ =0.4 rad) :



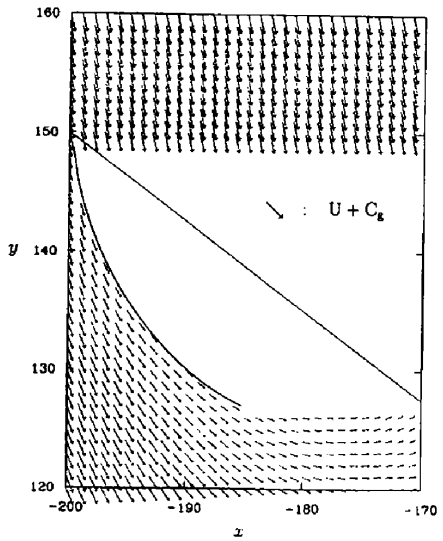
台中港（θ=0.5 rad）：



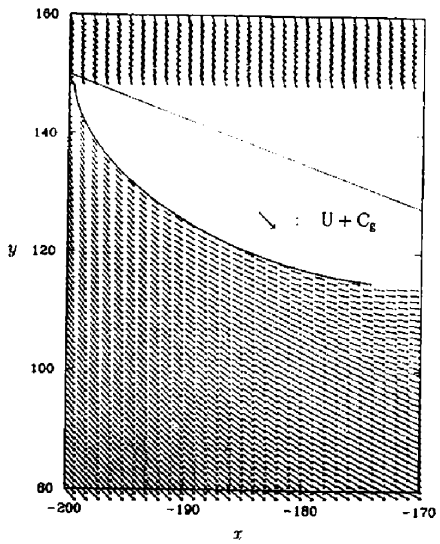
台中港（θ=0.6 rad）：



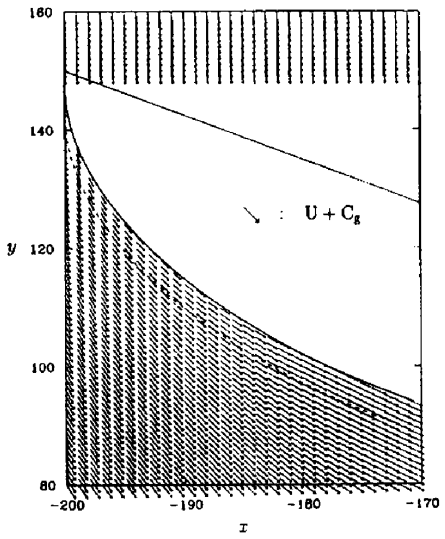
台中港 (θ=0.7 rad) :

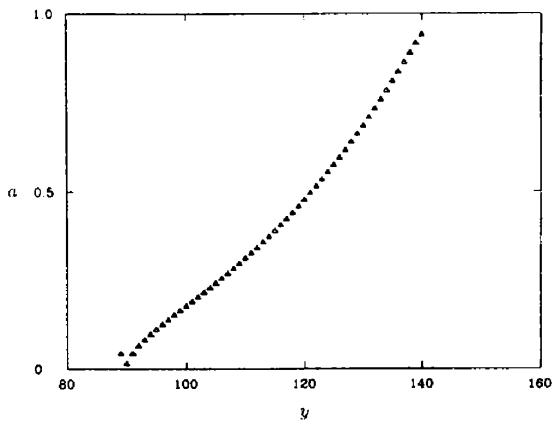


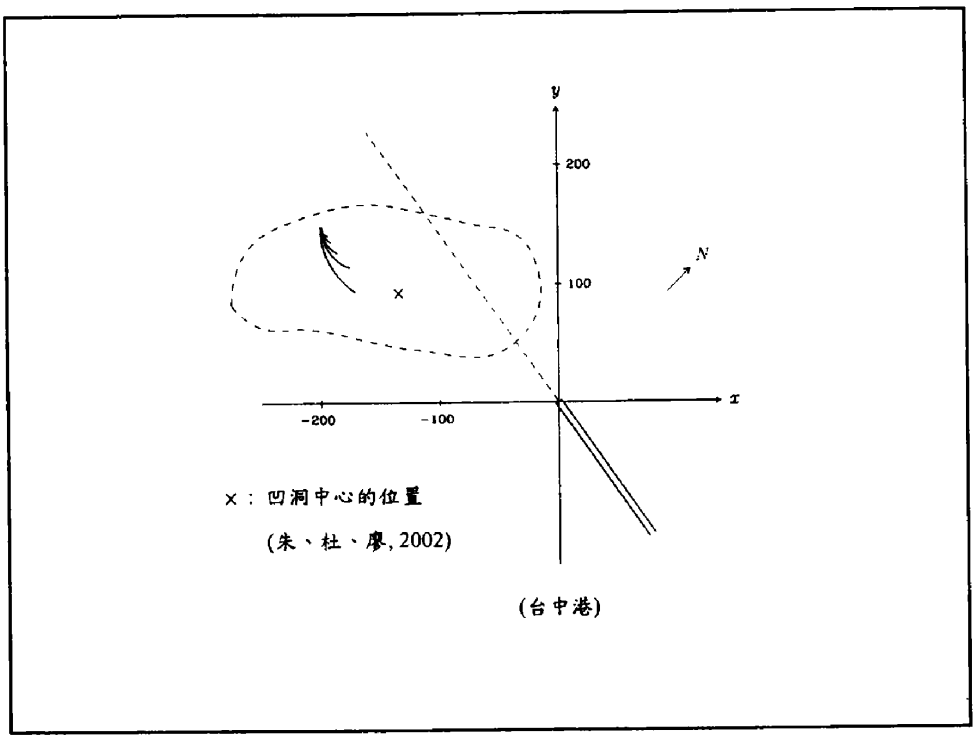
台中港 (θ=0.79 rad) :



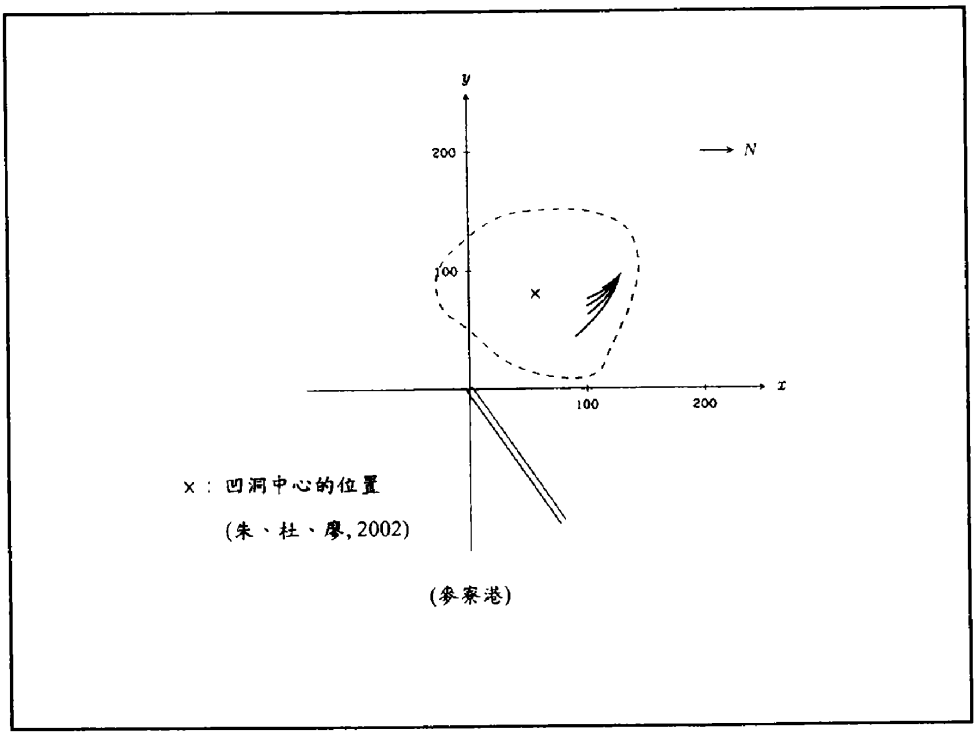
台中港 (θ=0.9 rad) :






y
200
100
N
x
-200
-100
×：凹洞中心的位置
(朱、杜、廖, 2002)

(台中港)


y
200
100
N
x
100
200
×：凹洞中心的位置
(朱、杜、廖, 2002)

(麥寮港)