

海底地形對長浪之影響：數值模式

黃 振 華

第三天氣中心

摘 要

歷年來在台灣從事戶外休閒運動的人口比例是有增無減，不過我們也常常會聽到一些發生意外事故的消息，諸如山難、海難或空難等等。而其中「瘋狗浪」襲捲釣魚客、遊客的事件在最近更是時有耳聞。這種「瘋狗浪」實際上是一種突發性的猛浪，因為它常常是一道突如其來的浪頭，令人防不勝防就如同瘋狗一般地亂咬人，所以才會被人如此稱呼。對於這種突發性猛浪的研究，國內的文獻上並不多見。我們認為這種猛浪，應該是屬於一種稱為Soliton的局部性孤立重力波在運動的過程中，從深海區進入淺海區，因海水深度的改變而導致在淺水處產生非線性的交互作用；前面的海水流速減慢而被後面流速快的海水追上。結果形成了集合原來不同兩孤立重力波的合成波，能量與傳遞的水質量更大。跟著又再繼續追趕下一個波，如此海水質量不斷地累積直到有陸地的阻擋。本篇研究則是要利用數值模擬的方法來討論海底地形對長浪的影響，希望能對瞭解的「瘋狗浪」引發機制有所幫助。

本篇研究提出以下之理念：淺水長波在變淺的大陸棚上，由於相位速度變慢，波峰因受波浪擠壓而變高，而當波的振幅變大後，非線性所特有的陡峭化特性（Steepening）（Drazin, 1983），會使得波峰隨時間增加而益形高漲。這種波峰變大而傳播速度仍然非常快的淺水波，衝擊到岸邊就形成所謂的「瘋狗浪」。我們先用一維的淺水波模式證實以上的理念，接著再以二維模式證明由於海底地形的分佈，使得恆春半島海域成為最容易發生瘋狗浪的地區。

一、前 言

台灣四面環海，在工業尚未起步前，台灣四周的海域就已經是全島經濟的重要來源。即使時至今日，其重要性對整個台灣而言亦是有增無減。不論是國防、經濟、工業、農業，乃至於國人的休閒娛樂，可以說都與我們四周的海洋有著密切的關係。是故認識海洋，瞭解我們居住的生活環境—海洋，並進而研究海洋所有的特性，是建立與海洋良好關

係的根本之道。

綜觀國內對海洋科學之研究，大致已可區分為四類研究領域：(一)海洋生物與漁業(二)海洋地質與地球物理(三)海洋化學與污染(四)海洋工程與海洋物理。近十餘年來，雖然已有不少的研究論著。但是科學講求的是日新月異、精益求精，何況對於我們周圍的海域，仍存在一些值得我們研究、探索的問題。例如，近幾年來已登上國人戶外休閒活動十大災害之一的「瘋狗浪」襲捲釣魚客事件，每年都不斷發

生。然而遍尋國內對「瘋狗浪」的成因解釋，卻是只見報章雜誌的報導，而難尋獲於相關的研究論著。這大概是因為近年來台灣的人口數增加，而國內可以提供的戶外休閒活動種類與範圍有限，於是從事海釣的遊客也就相對的增加。然而在缺乏對該處海水潮浪變化的認知下，往往就會使一些不知情的遊客平白地賠上性命。只因為其以往所造成的災害不若如今，是以也就較不會引起學者的注意罷了。

每年的七月至十一月，颱風常會侵襲台灣。當颱風逼近本島時，海面上風勢猛烈，而海水受到強勁的風力吹動，除了產生猛浪之外，也會有大量的海水流動。加以台灣周圍海域的海底地形複雜（見圖1），此種海水質量輸送，在由深海區進入海岸附近的淺海區時，走在前面的海水流速減緩，於是後面流速較快的海水跟上來，便會造成在近岸處海水質量堆積、水位抬升的情形。然而我們卻發現到，颱風的風力雖然會引起大量的海水流動，但是「瘋狗浪」的發生時間似乎與颱風是否恰好在台灣的附近無關。正因為它常常是發生在一些看似無大風大浪的平靜海面，而卻又毫無預警地突然像瘋狗似的向岸邊撲上來，令人防不勝防。依其在海面運動快速特性，使我們認為應是以重力波傳遞之長浪方有可能。而造成此長浪的機制，有可能是來自於颱風的外圍環流或是某熱帶氣旋，在遠處海面上因非地轉平衡和海面風切應力的作用，造成的海水質量堆積並且向外傳遞。

當我們有了起步的概念和想法，便決定嘗試以我們所熟知的一些簡單的波動理論、基本的流體運動方程式，以及一些合理簡化的假設條件，選定台灣西南海岸為研究對象。希望能對台灣西南沿岸所發生的突發性猛浪（俗稱「瘋狗浪」）建立基本的數值分析模式，並作為學理上的合理解釋，進而探討台灣西南海域的海底地形對一朝向岸邊傳播的長浪，其所造成之岸邊海面變動影響。

二、理論模式

A. 基本觀念

如前所述，我們的觀念模式建立於長波在水深變淺處，會因為後浪比前浪快，而產生輻合作用，使水位變高；另一方面，非線性的作用再進一步使波峰陡峭化。這個觀點我們是在Solitons理論中了解獲得的，並可以之為借鏡。以下我們將說明Solitons理論和由其推演出的KdV方程式。

a. Solitons wave（重力弧波）理論：

Solitons是一種局部波動的特例，基本上它是屬於一種非線性的波動。對於淺海波浪，尤其是波浪在破碎前的一瞬間，多利用Solitary wave之理論來解釋；在河川洪水來襲時，或是大形物體移動時，常見有單一的波峰向前推進，此種波浪即稱為Solitary wave，其性質如下：

- (1) 波動為非旋性。
- (2) 波形在行進中無變化。
- (3) 波動自波峰頂點擴展到無限遠處。
- (4) 其能量完全集中於狹窄之波峰帶且與波峰同步前進。

solitons理論是在1965年被Zabusky & Kruskal提出，在此之前Russell在流體實驗室以一重物置放於水道之一端，如圖2所示，藉此產生Solitary波。Russell並依此得到一經驗公式：

$$C^2 = g(h+a) \quad (2.1)$$

其中， C^2 為波的穩定速度， a 為波的振幅， h 為未經擾動的水深。（見圖3）

所以，由該經驗公式可以知道，在水深較深或波的振幅較大時，會產生較快的波速。Russell 依此做了一連串的實驗來觀察Solitary波，如圖4。他發現到如果將重物由平靜的水中提起，這種所謂減壓的作用，將會產生一系列的振盪波，其波長會隨時間的增加而增長，而振幅則逐漸變小。

Bossinesq(1871)和Rayleigh(1876)則假設一個波長比水深大之Solitary波，並引進無黏性、不可壓縮流體的運動方程式，加入Russell 的經驗公式，最後獲得在平均水深 h 下的波高關係式：

$$\zeta(x,t) = a \operatorname{sech}^2\{(x-ct)/b\} \quad (2.2)$$

其中, $b^2 = 4h^2(h+a)/3a$, 且 $a \geq 0$

到了1895年, Korteweg de and Vries發展出微弱、非線性的二維長波運動方程式:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{g}{h}} \left(\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{3}{2} \alpha \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{3} \sigma \frac{\partial^3 \zeta}{\partial x^3} \right) \quad (2.3)$$

其中, $\sigma = \frac{1}{3} h^3 - Th/g\rho$, T 是表面張量, ρ 是流體密度。而這也就是 Korteweg-de Vries 方程式, 我們又稱之 KdV 方程。

b. KdV 方程式的應用:

我們將數學上的觀念應用於水波, 轉換(2.3)式相關與非相關變數:

$$u = k_1 \zeta + k_0, T = k_4 t + k_5 \quad (2.4)$$

重寫整理(2.4)式, 我們可得到 KdV 方程式的一般式:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (1+u) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0 \quad (2.5)$$

為了瞭解 KdV 方程式的物理意義, 我們在(2.5)的 KdV 方程式中, 忽略 $\partial^3 u / \partial x^3$ 項, 並依方程式之基本形式解:

$$u = f\{x - (1+u)t\} \quad (2.6)$$

其中, f 為微分函數。

所以, 簡化後的 KdV 方程式, 我們發現在特徵速度下, 在較高位置的流體流速會大於在較低位置的流體流速, 使得整個波形在波峰處陡峭化, 見圖 5。

接著, 我們假設在小振幅波動下, 將(2.5)式線性化, 得到:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0 \quad (2.7)$$

而依據所有線性方程式的解, 皆可以表示成 Fourier 函數展開 (superposition of Fourier components)。我們使用正交化 (normal modes), u 正比於 $\exp(i(kx - \omega t))$ 。其中, $\omega = k - k^3$, 是為波頻 ω 與波數 k 之頻散關係式。

綜合(2.6)、(2.7)與頻散關係式, 我們可以說對於一個 Solitary wave 而言, KdV 方程中的 $\partial^3 u / \partial x^3$ 代表的是 Solitary wave 的頻散關係, 而 $u \partial u / \partial x$ 則代表流體平流造成的陡峭化效應。而多數不同的 Solitary wave 在給予不同的起始條件和邊界條件之後, 其交互作用的過程, 運動快速的波不斷地從後面趕上前面運動較慢的波, 合成後的波就聚集了原來分散的 Solitary wave 動量, 然後又繼續向前追趕其它的波, 持續不停地增強。KdV 方程用於解微弱非線性的長波, 最早在1966年的 Benney, 他以模式中的線性項代表長波的頻散作用, 來平衡以一個小的二次項代表流體質點的非線性平流作用, 已算是相當廣泛的應用了。

B. 基本假設

a. 由於本次模擬主要是針對在大陸棚附近, 因海底地形差異而導致從外海傳向陸地的長浪在接近岸邊時會急速的水位抬升現象。長浪本身是以重力波的形式傳播, 屬於短週期的變化, 所以, 在海氣界面上的熱通量、動量和水汽的交換均可忽略不計。

b. 由於大氣密度約為海水密度的千分之一, 所以假設在海面上的海水所受的大氣壓力變化可忽略不計。

c. 假設海水為不可壓縮、黏性小、無旋轉運動之均勻流體, 所以可將海水密度設為定值。

d. 為了簡化方程式, 忽略了天文潮汐在開放邊界上所造成的水面變化, 另外海水的鹽度和水溫變化也不予考慮。

e. 由於長浪之振盪週期與空間尺度, 遠小於地球自轉的慣性週期和地球半徑, 所以科氏力的作用可以忽略。

C. 基本方程式

本次模擬的主要目的是要研究海水面的變動情

形, 因此所使用的基本方程式是為垂直積分的淺水運動方程式和連續方程式。主要影響水位變化的作用項包括了海面上的風切應力、海底的摩擦應力、海水本身的重力和海底地形的作用, 控制方程式如下:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \left(U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho_w H} (\tau_{sx} - \tau_{bx}) \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \left(U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho_w H} (\tau_{sy} - \tau_{by}) \quad (2.9)$$

式中, τ_{sx}, τ_{sy} 分別為海面上風切應力在正 x 和正 y 方向之分量; τ_{bx}, τ_{by} 則分別為海底摩擦剪應力在正 x 和正 y 方向之分量; H 表示海水總深度。而且

$$U = \int_{-H}^{\zeta} u dz, \quad V = \int_{-H}^{\zeta} v dz$$

至於海面風切應力則是與風速的平方成比例, 其關係式如下:

$$\tau_{sx} = C_D \rho_a (u_a^2 + v_a^2)^{1/2} u_a \quad (N/m^2) \quad (2.10)$$

$$\tau_{sy} = C_D \rho_a (u_a^2 + v_a^2)^{1/2} v_a \quad (N/m^2) \quad (2.11)$$

而依據 (Smith and Banke, 1975), 風阻係數 C_D 在風速低於 25m/s 時, 應為:

$$C_D = \{0.63 + 0.066(u_a^2 + v_a^2)^{1/2}\} \times 10^{-3} \quad (2.12)$$

若是風速超過 25m/s 時, 則為:

$$C_D = \{0.28 + 0.033[(u_a^2 + v_a^2)^{1/2} - 25.0]\} \times 10^{-3} \quad (2.13)$$

在方程式(2.1)至(2.3)中, 我們已將海面與海底的運動邊界條件和動力邊界條件考慮在內。參考圖 2, 由質量守恆和淺水模型

$$\nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.14)$$

亦即

$$w(x, y, z, t) = -z \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \bar{w}(x, y, t) \quad (2.15)$$

(1) 在 $z = h_B(x, y)$ 之剛性邊界條件

$$w(x, y, h_B, t) = u \frac{\partial h_B}{\partial x} + v \frac{\partial h_B}{\partial y} \quad (2.16)$$

由方程式(2.14)和(2.16)聯立, 得到

$$w(x, y, t) = u \frac{\partial h_B}{\partial x} + v \frac{\partial h_B}{\partial y} + h_B \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (2.17)$$

再將(2.17)代入(2.15)中, 可得到

$$w(x, y, z, t) = (h_B - z) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + u \frac{\partial h_B}{\partial x} + v \frac{\partial h_B}{\partial y} \quad (2.18)$$

(2) 在 $z = h(x, y, t)$ 之運動學條件 (Kinematic condition)

$$w(x, y, h, t) = \frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \quad (2.19)$$

將(2.9)代入(2.8)中, 可得到

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (h - h_B) u \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ (h - h_B) v \} = 0 \quad (2.20)$$

定義: 總深度 $H(x, y, t) = h(x, y, t) - h_B(x, y)$
所以, (2.20) 可改寫為

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (uH) + \frac{\partial}{\partial y} (vH) \right\} \quad (2.21)$$

令 $\xi = h - \bar{h}$

得到連續方程式:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\bar{H}(x, y) \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad (2.22)$$

其中，海底地形函數 $\bar{h}(x, y)$ 為假設之函數關係式或實際海圖上之測量值。本模式中所使用的台灣西南海域海底地形函數值，其詳細說明將在§2.4節中介紹。

最後，為了使方程式(2.8), (2.9), (2.22)成為一封閉的聯立方程組，海底摩擦應力是以體積輸送量 (U, V) 來表示：

$$\tau_{bx} = \rho_w K (U^2 + V^2)^{1/2} U \quad (N/m^2) \quad (2.23)$$

$$\tau_{by} = \rho_w K (U^2 + V^2)^{1/2} V \quad (N/m^2) \quad (2.24)$$

其中 K 為底部摩擦係數，設定其值為0.002
D. 模式海底地形的處理

在本模式中，海底地形的處理可以說是相當重要的一個環節。在一維的模式中，我們選取在實際海圖上，一端取自台灣西南端，大約在恆春附近；另一端則定在距離恆春230公里的南海海面某點，該處之最大水深約為3,000公尺。然後，依海圖上兩端間的等深度線，內插出以10公里為間隔共24筆的一維水深資料。接著，我們將此水深資料對應於真實距離繪在方格紙上，發現該曲線可用一正切雙曲函數趨近。經過比對不同的高度常數 A 、寬度常數 x_0 和曲率常數 L ，我們便得到在一維模式的海底地形函數 $\bar{h}(x)$ ，見圖6。其關係式如下：

$$\bar{h}(x) = 1500(A + \tanh \frac{x - x_0}{L}) \quad (m) \quad (2.25)$$

其中， $A=0.9$ （常數）， $x_0=54(km)$ ， $L=30(km)$ 。

對於二維模式的海底地形函數，我們無法得到類似一維的曲線函數，所以採用最直接但是較麻煩的方法。首先，我們定出模式的範圍，為包含台灣西南陸地、巴士海峽與南海的有限區域，約為250公里×250公里。然後同樣以10公里為間隔，依海圖上之等深度線內插出各點的水深資料。最後，將以此26×26筆基本的水深資料為準，再內差到網格

距縮小為500公尺的網格點上。並依Nesting嵌套方法，將近岸處100公里×100公里範圍內之網格距再縮小成250公尺，如此將有助於觀察波動接近陸地時的水位變化情形。經內差後，模式所需要的海底地形函數 $\bar{h}(x, y)$ ，見圖7。

三、數值積分模式

為了使用計算機解聯立偏微分方程式，需要將微分式改為差分式。本模式的差分方法和計算步驟是採用Gadd(1978)的分離—外顯積分法(Split-explicit integration scheme)，將不同機制的運動以不同的差分方法、積分間隔來處理。一方面運動以不同的差分方法、積分間隔來處理。一方面不能處理像是在深海中重力波相位速度和平流速度不一致的現象，並且也具有穩定、節省計算時間、數值消散不大的特性。網格分布採交錯網格方式，見圖8。

對於本模式使用此分離計算法的可行性，其理由在周思運(1983)和Gadd(1978)中有所描述。稟持的基本概念是任何為非線性之系統，在局部上都可以用線性系統來趨近。因此如本模式中的非線性項 $\vec{V} \cdot \nabla \vec{V}$ ，在時間軸上對下一時間系統的變化，於 Δt 很小時即可視為線性。推而廣之，如果系統受兩種以上不同的強制力作用時，若將這些強制力給予人為的先後次序，分別對系統作用；其過程在系統本身的發展極為緩慢（ Δt 很小），或是在強制力的作用很小時，其結果應與所有強制力共同作用於系統相近。但是這種做法，最大的好處是使我們以更容易地分析不同強制力對系統變化的各項強且，此種分離法所產生的誤差也遠小於湊合各項強制力而選用不適合的方法所造成的誤差。

模式的積分過程依作用力和物理特性的不同分成三個步驟，第一個步驟稱為調節階段，主要考慮重力的效應，同時求解連續方程式。第二個步驟稱為平流階段，計算平流的非線性項、第三個步驟稱為摩擦階段，主要是計算表面風切應力和底部摩擦應力的效應。詳細的計算步驟分述如下：

A. 數值方法

a. 調節階段

此階段重力波是主要擾動，而重力波的波速遠比風速快，因此必須採用較短的時間間距去解析，以避免計算不穩定。所用的積分方法是所謂前行—後行法(Forward-backward scheme)。Snu(1980)指出，若先對運動方程式的計算運動場時使用前行定差法，然後在質量場的計算上使用後行定差法，此格式基本上是二階準確的，而且可以節省計算所佔的電腦容量。因為每次計算後之新值，即可用來處理下一方程式之計算。另外，依據Sun的測試結果顯示，使用前行—後行法與跳蛙法(Leap-frog scheme)比較，前者除了可避免計算基階(Computational model)的產生，又可比跳蛙法的計算速度快上一倍。其控制方程如下：

(1) 運動方程式

$$U_{ij}^* = U_{ij}^t - g \Delta t \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)_{ij}^{t+\Delta t} \quad (3.1)$$

$$V_{ij}^* = V_{ij}^t + g \Delta t \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y} \right)_{ij}^{t+\Delta t} \quad (3.2)$$

式中， U_{ij}^* , V_{ij}^* 表示在調節階段流速 U, V 的過渡解。

(2) 連續方程式

$$\zeta_{ij}^{t+\Delta t} = \zeta_{ij}^t - \frac{\Delta t}{\Delta s} [(UH^u)_{ij}^t - (UH^u)_{i-1,j}^t + (VH^v)_{ij}^t - (VH^v)_{i,j-1}^t] \quad (3.3)$$

其中

$$H_{ij}^u = (H_{ij} + H_{i+1,j})/2 \quad (3.4)$$

$$H_{ij}^v = (H_{ij} + H_{i,j+1})/2 \quad (3.5)$$

b. 平流階段

本階段採用Gadd(1978b)的拉克斯—溫多夫法(Modified Lax-Wendroff scheme)。差分所需的網格點，由原來的三點增為五點，但邊界處則仍使

用原始的拉氏—溫氏法積分。此修正大為改善了長波的移動速度的準確性，而較接近解析傳播速度。這個特點在非線性波動問題中相當重要。Gadd強調此種計算方法，用在平流階段時所造成的相位誤差很小。同時不會像跳蛙法那樣產生計算基階。因為此方法為兩段式，將平流時間間距 Δt_v 分為兩段，先以前行法求取 $(n + \frac{1}{2}) \Delta t_v$ 時之 Ψ 值，再利該值以跳蛙法求 $(n+1) \Delta t_v$ 時之 Ψ 值。其步驟如下：

$$\Psi_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = (\bar{\Psi}^{xy})_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^n - \frac{1}{2} \{ \mu (\delta_x \bar{\Psi}^y)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^n + \nu (\delta_y \bar{\Psi}^x)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}^n \} \quad (3.6)$$

$$\Psi_{ij}^n = \Psi_{ij}^n - (1+a) \{ \mu (\delta_x \bar{\Psi}^y)_{ij}^{n+\frac{1}{2}} + \nu (\delta_y \bar{\Psi}^x)_{ij}^{n+\frac{1}{2}} \} + a \{ \mu (\delta_{3x} \bar{\Psi}^y)_{ij}^{n+\frac{1}{2}} + \nu (\delta_{3y} \bar{\Psi}^x)_{ij}^{n+\frac{1}{2}} \} \quad (3.7)$$

其中， Ψ 代表 U^*, V^* 而且

$$\mu = U^* \frac{\Delta t_v}{\Delta x} \quad (3.8)$$

$$\nu = V^* \frac{\Delta t_v}{\Delta x} \quad (3.9)$$

$$a = \frac{3}{4} [1 - (\mu^2 + \nu^2)] \quad (3.10)$$

$$(\delta_x \Psi)_{ij}^n = \frac{\Psi_{i+\frac{1}{2},j}^n - \Psi_{i-\frac{1}{2},j}^n}{\Delta x} \quad (3.11)$$

$$(\delta_y \Psi)_{ij}^n = \frac{\Psi_{i,j+\frac{1}{2}}^n - \Psi_{i,j-\frac{1}{2}}^n}{\Delta y} \quad (3.12)$$

$$(\bar{\psi}^z)_{ij}^n = \frac{\psi_{i+\frac{1}{2},j}^n + \psi_{i-\frac{1}{2},j}^n}{2} \quad (3.13)$$

$$(\bar{\psi}^y)_{ij}^n = \frac{\psi_{ij+\frac{1}{2}}^n + \psi_{ij-\frac{1}{2}}^n}{2} \quad (3.14)$$

c. 摩擦階段

摩擦階段主要考慮海面上的風切應力和海底底部的摩擦應力，其數值方法採用單純的前行法。計算步驟如下：

$$U_{ij}^{t+\Delta t_p} = U_{ij}^{**} + \frac{1}{\rho_w H_{ij}} (\tau_{sz} - \tau_{bz}) \quad (3.15)$$

$$V_{ij}^{t+\Delta t_p} = V_{ij}^{**} + \frac{1}{\rho_w H_{ij}} (\tau_{sy} - \tau_{by}) \quad (3.16)$$

式中， U_{ij}, V_{ij} 表示在平流階段流速 U_{ij}, V_{ij} 的過渡解。

B. 網格分布與模式範圍

a. 網格分布

本模式的網格分布採用 Arakawa (1972) 交錯式 B 網格分布，Gadd (1978a) 曾指出 B 網格運用在分離一外顯積分定差法上的結果較使用其它形式的網格分布為佳。Sun (1980) 也指出在一非彈性近似的系統中，使用時間的前行一後行法和空間的定差法，來解析含有重力波的原始方程式時，若採用交錯式網格坐標，將可避免 $2\Delta x$ 短波所造成的計算不穩度。本模式之網格排列乃是將水平流速 U, V 與海面高度變動場 ξ 成交錯式排列，見圖 8。至於海底地形資料 $\bar{h}(x, y)$ 排列位置則與 U, V 重疊。

b. 模式範圍

本篇研究的模式範圍，在一維模式中，是定為 230 公里的直線距離。模式的右側邊界為岸邊，即水深為零的地方。而二維模式的模式範圍定為 250 公里 $\times$ 250 公里，涵蓋台灣西南端陸地、巴士海峽和南海部份。在水平網格間距 $\Delta x = \Delta y = 500$ 公尺時

，模式中的 U, V, H 有 501×501 個網格點，而 ξ 則有 500×500 個網格點。而在近岸處我們以 Nesting 嵌套法處理，見圖 7，此時水平網格間距為 $\Delta x = \Delta y = 250$ 公尺，模式中 U, V, H 有 401×401 個網格點，而 ξ 則有 400×400 個網格點。這將可省卻不必要的計算時間和減少所需記憶體空間。

c. 邊界條件的處理

對於有限範圍的數值模式，其水平側邊界的處理是相當重要的。因為由邊界上引發的反射短波，若因數值計算而增大，將會造成計算範圍內的嚴重錯誤。因此，選擇適當的邊界條件，將有助於模式結果的準確與計算上的穩定。

本模式就邊界的性質而言，區分成兩種不同的邊界。一是海水可自由流出的開放性邊界，另一個則是海水無法穿透的陸地邊界。我們依模式的需要，其邊界條件給定如下：

a. 開放邊界

採用 Miller & Thorpe (1981) 的方法。其基本觀念乃源自 Orlandi (1976) 的 Sommerfeld 輻射條件 (Sommerfeld radiation condition)。輻射條件為：

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\vec{C} \cdot \nabla \Phi \quad (3.17)$$

其中， Φ 為任一變數， $\vec{C}$ 為包含相位速度與平流速度之輻射速度。

依據 (3.17) 式，寫成上游差分形式為：

(1) 左側邊界 (模式的西向與南向邊界)

$$\frac{\Phi_{b+1}^{n+1} - \Phi_b^n}{\Delta t} = |\vec{C}| \frac{\Phi_{b+1}^{n+1} - \Phi_b^n}{\Delta x}$$

令

$$r_c = -|\vec{C}| \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{\Phi_{b+1}^{n-1} - \Phi_{b+1}^n}{\Phi_{b+2}^{n-1} - \Phi_{b+1}^{n-1}}$$

於是得到

$$\Phi_b^{n+1} = \Phi_b^n (1 + r_c) - \Phi_{b+1}^n r_c \quad (3.18)$$

因只允許擾動由左側邊界移出系統，故令 $-1 \leq r_c \leq 0$

(2) 右側邊界 (模式的東向與北向邊界)

$$\frac{\Phi_b^{n+1} - \Phi_b^n}{\Delta t} = |\vec{C}| \frac{\Phi_b^n - \Phi_{b-1}^n}{\Delta x}$$

令

$$r_c = |\vec{C}| \frac{\Delta t}{\Delta x} = \frac{\Phi_{b-1}^{n-1} - \Phi_{b-1}^n}{\Phi_{b-1}^{n-1} - \Phi_{b-2}^{n-1}}$$

於是得到

$$\Phi_b^{n+1} = \Phi_{b-1}^{n-1} (1 - r_c) + \Phi_{b-1}^n r_c \quad (3.19)$$

因只允許擾動由右側邊界移出系統，故令 $0 \leq r_c \leq 1$

其中：

- Φ : 為任一變數
- Φ_{b+1} : 為邊界往右移一網格
- Φ_{b-1} : 為邊界往左移一網格
- n : 為此時時間
- $n+1$: 為下個時間
- $n-1$: 為上個時間

b. 陸地邊界

由於沿岸邊界上海水質量無法穿透，故在邊界上的垂直於邊界上的速度分量為零。見圖 9，其形式為：

$$(3.20)$$

其中， φ 為 X 軸正向與沿岸法線方向 $\hat{n}$ 之夾角。

由 (3.18) - (3.20) 式，可求得模式 U, V 的邊界值，再經由連續方程式即可求得邊界上之 ξ 值。

D. 模式的初始條件

a. 流場

模式的初始流場，乃假設海面上無洋流流動，所以在起始時間各網格點上之流速為零。因為波動的傳播速度遠大於洋流的流速，忽略大範圍的洋流並不會造成可查覺的誤差。

b. 海面高度場

模式的初始海面高度場，一維模式是假設在距離岸邊 60—90 公里處，給定一梯形波。該梯形波為 10 公里寬的上底，最大高度為 1 公尺並向兩側遞減

，見圖 10a。二維模式則假設在距離陸地西南角（在恆春附近）之外約 130 公里的海面上，給定一半徑 20 公里之對稱圓形高度場，最大高度為 1 公尺（半徑 10 公里內之範圍），並向外圍遞減。至於其餘海面和陸地網格點的初始高度值約為零，見圖 10b。

c. 海面風速

模式的初始海面風速，我們假定兩不同速度值，分別為風速為 20 m/sec 和 40 m/sec。以分析在不同風切速度下，比較岸邊的海面高度變化值。

E. 模式穩定度分析與計算程序

a. 穩定度分析

(1) 調節階段

根據 Courant-Friedrich-Lewy 穩定條件，

$$C \frac{\Delta t}{\Delta S} \leq 1 \quad \text{。其中，重力波速 } C = \sqrt{gH_{\max}}, H_{\max}$$

表最大水深。本模式之最大水深為 3,000 公尺，網格距 $\Delta S = 200$ 公尺，所以 Δt 取 1 秒已符合條件。

(2) 平流階段

須滿足 $U \frac{\Delta t_v}{\Delta S} \leq 1$ 之穩定條件。而在模式的平流過程中，平流速度 $U \leq 10$ m/sec，所以 Δt_v 取 5 秒亦符合穩定條件。

(3) 摩擦階段

無穩定條件之限制，原則上所取之分時間與平流階段一致。即 $\Delta t_p = \Delta t_v = 5$ sec。

b. 計算程序

由穩定度分析可知，整個系統運動的單位時間 Δt 定為 5 秒，包括 5 次的調節過程、一次的平流過程以及一次摩擦過程。至此，我們已有了假設條件、初始條件、邊界條件、穩定條件和數值差分方程式，即可完成整個模式計算。

四、模擬結果及分析討論

在本數值模式中，影響海面高度變化的因素包括海面上風切應力、海底的摩擦剪應力和海底的

地形變化。而在模式範圍內之海岸附近，也是水深最淺的地帶，底部摩擦亦顯得重要。所以，在必須考慮底部摩擦應力的情況下，我們將分別模擬以不同的風切應力、海底地形變化和改變波源位置，各類情形對海岸邊水位變化的影響。其中，風切應力的大小將以海面上之風速表示，亦即 $U=40\text{m/sec}$ 為強風切，而 $U=20\text{m/sec}$ 就代表較弱的風切。而海底地形的影響效應，我們是將模式控制在相同的風切應力之下，比較有海底地形變化和沒有海底地形變化的模擬結果。其中沒有海底地形變化的情況，乃是假設模式的海底地形除陸地邊界外，其餘均為平均深度2,000公尺。至於改變波源位置，則是將原來的波源平移至模式範圍的左下方，該處的最大水深小於2,000公尺。

在分析二維模擬結果之前，我們將先執行一維模式的模擬，以明確探討模式過程的物理機制。此舉將有助於我們驗證二維模式的模擬結果。而且，一維數值模式可以在486個人電腦執行，在計算上既方便又快速。所以，本章將依據前述的參數變化，分別討論一維模式和二維模式各項實驗的模擬結果：

§4-1 一維模式的結果分析

(實驗一) 風切應力對岸邊水位變化之影響

參數設定：

(1) $U=40\text{m/sec}$ ，有海底地形變化。

(2) $U=20\text{m/sec}$ ，有海底地形變化。

模擬過程(1)如附圖11(a)-(h)所示，而在接近岸邊的50公里範圍內，我們將水位變化的情形放大如附圖12(a)-(h)。至於過程(2)則如附圖12(a)-(d)所示。我們發現在不同的風切下，較強的風切在重力波傳遞到距離海岸邊約10公里處，在積分時間 $t=2,000$ 秒時，在岸邊造成的水位變化有近1公尺的差距。究其原因應在於距離海岸10公里附近，正是海底地形起伏最平緩處，亦是海底摩擦應力最弱的地方，因此較強的風切也較能夠克服反向的摩擦應力。

進而我們比較不同風切在岸邊造成的水位變化情形，見附圖14a，我們繪成以時間序列對應水位

變化的比較圖。明顯地，在強風切時最大水位上升值約為3.8公尺，而相對較弱的風切時則為2.2公尺，其影響差距約為1.6公尺。而當風切應力為零時，則與強風切所造成之最大水位上升值差了約2公尺。然而，我們同時可以發現，由於模式所給定的海面風速為一定值，所以在風速不為零時，勢必會造成在岸邊的水位在重力波傳至陸地前，岸邊就持續有水位堆積升高的現象。但是，我們所要關心的是在波動在到達岸邊瞬間所引起的水位變化。所以，我們將圖14a中，減去在波傳至岸邊前所堆積的水位，便可發現不同的海面風速，在波到達岸邊時所引起的水位變化是非常相近的。這一點說明了，海面風切速度的大小與長浪抵達岸邊時所引起的水位升高，並沒有任何關係。而且很明顯的，風切的強弱並不會改變岸邊發生最大水位變化的時間幾乎是同時。

(實驗二) 海底地形對岸邊水位變化之影響

參數設定：

(1) $U=40\text{m/sec}$ ，有海底地形變化。

(2) $U=40\text{m/sec}$ ，無海底地形變化。

模擬過程(1)如附圖11(a)-(h)所示，模擬過程(2)如附圖15(a)-(d)所示。我們發現在同樣的海面風切速度下，海底地形沒有變化，深度固定在2,000公尺時，由於重力波在傳遞過程中未受到地形變化的阻礙，所以波前的海水流速不會減慢，也不會有海水從後面往前造成堆積的作用。該重力波的傳遞速度約為 140m/sec ，所以大約在 $t=930$ 秒時即可抵達岸邊。對於岸邊造成約1.03公尺的水位抬升，其部份貢獻乃因在陸地邊界上之海水深度突從2,000公尺驟降為零的關係，否則仍將維持初始場水位平散後的0.54公尺傳遞到岸邊。

同樣地，我們可以由附圖14b的岸邊水位變化比較圖發現，有海底地形變化的作用所造成的水位抬升幾為沒有地形變化的四倍，而發生最大水位變化的時間也相差近2500秒。所以，即使我們扣除先前個案一的風切影響，海底地形對岸邊所造成的強烈水位抬升影響依然是非同小可。

(實驗三) 忽略風切應力和底部摩擦應力對岸邊水位變化之影響

參數設定：

(1) $U=40\text{m/sec}$ ，有海底地形變化，考慮風切應力和底部摩擦應力之作用。

(2) $U=40\text{m/sec}$ ，有海底地形變化，忽略風切應力和底部摩擦應力之作用。

模擬過程(1)如附圖11(a)-(h)所示，而在接近岸邊的50公里範圍內，我們將水位變化的情形放大如附圖12(a)-(h)。至於模擬過程(2)，同樣在接近岸邊的50公里範圍放大如附圖16(a)-(h)所示。我們觀察波動在近岸邊的50公里範圍內，同樣有海底地形的變化，風切應力與海底摩擦應力對岸邊水位變化的影響。再比較兩者在岸邊的水位變化時間序列圖，同時發現，在沒有任何外應力下，波動傳至岸邊時的水位變化異常之高，回顧前面實驗一的結果，風切應力對重力波造成的水位變化幾無影響，可以推論海底的摩擦應力對模式之結果應有較大的影響作用。

§4-2 二維模式的結果分析

在二維模式的模擬過程中，我們將模式以網格距500公尺，同樣針對風切和地形變化，兩者對岸邊水位變化的影響。首先，找出發生大量水位變化的地方；繼而，我們取該發生最大水位變化處與波動的起始點之間的橫剖面，繪出波動在傳向岸邊的過程中，受地形分佈影響的情形。最後，我們再將波源的位置平移至水深較淺處，小於3,000公尺，藉以比較是否在不同位置的波源，皆會造成岸邊急速的水位升高現象。

(實驗一) 風切應力對岸邊水位變化之影響

參數設定：

(1) $DX=DY=500\text{m}$ ， $U=40\text{m/sec}$ ，有海底地形變化。

(2) $DX=DY=500\text{m}$ ， $U=20\text{m/sec}$ ，有海底地形變化。

模擬過程(1)如附圖17(a)-(j)所示，其相對的流速圖如附圖18(a)-(j)所示。在近岸處100公里 $\times$ 100公里的範圍內，我們將其放大如附圖19(a)-(f)，流速圖如附圖20(a)-(f)。至於模擬過程(2)則如附圖21(a)-(d)所示，其相對的流速圖如附圖20(a)

-(d)所示。我們發現在不同的風切下，較強的風切在重力波傳遞到岸邊的過程中，海面水位的變化情形、波速和海水流速的變化與較弱的風切比較都非常地相近。再由模式中，我們很容易發現到水位變化最大的位置，約在陸地邊界的西南端，恰好在恆春半島上。我們選取兩點研究，第一點為網格位置在(461,360)之主要參考點；另外又在該點右邊10公里處，網格位置在(481,360)，同樣地是水位變化極大的地方，做為次要參考點。我們繪出兩點之水位變化對時間序列的比較圖，見附圖22(a)和23(a)。結果我們發現，在兩處的水位變化，受風切變化的影響非常非常小，約為0.1-0.3公尺左右。但是發生最大水位變化的時間，在不同的參考位置上也各自不同，但是和一維模式相同的是，風切強弱並未影響到發生最大水位的時間。至於水位變化的最大值，在強風切時約為1.3公尺，在較弱風切時則約為1.2公尺。此結果似乎更足以說明，風切對重力波傳遞至岸邊所造成的堆積效應是非常有限。

(實驗二) 海底地形對岸邊水位變化之影響

參數設定：

(1) $DX=DY=500\text{m}$ ， $U=40\text{m/sec}$ ，有海底地形變化。

(2) $DX=DY=500\text{m}$ ， $U=40\text{m/sec}$ ，無海底地形變化。

模擬過程(1)如附圖17(a)-(j)所示，其相對的流速圖如附圖18(a)-(j)所示。而模擬過程(2)如附圖24(a)-(j)所示，其相對的流速圖如附圖25(a)-(j)所示。我們發現在海底地形沒有變化，深度固定在2,000公尺時，重力波傳遞相當快，約在 $t=900$ 至1000秒到達岸邊，估算波動起始點至主要參考點之間的直線距離約為140公里，發現與重力波速的 $\sqrt{gH}$ ， $H=2000\text{m}$ 吻合。我們同樣從附圖26(b)和24(b)的有地形變化和無地形變化之比較，可以發現在參考位置上的水位變化，遠較沒有地形變化所造成的岸邊水位變化要大上1公尺。同樣可以看出在二維模式的海底地形變化對岸邊水位變化之重要影響。

我們為了要分析長浪在接近陸地邊界時的水位變化，在近岸100 $\times$ 100公里範圍，使用Nesting法將網格距再縮小為250公尺，如附圖20(a)-(f)，

27(a)-(f) 所示。我們發現在陸地上發生最大水位變化的地點，是在模式陸地西南角右側約 5 公里處。觀察附圖 27a, 27b 兩地的水位變化時間序列圖，並比較兩地在有地形分佈和無地形分佈的水位差。我們發現，兩地的最大水位變化分別為 0.8 和 1.3 公尺。其中，模式陸地的西南角網格點坐標為 (321, 120)，較發生最大水位變化處之網格坐標為 (341, 120) 要少 0.5 公尺。我們認為應是在 (341, 120) 與波源間的海底地形分佈較複雜之故。

我們綜合以上一、二維模式的各項實驗分析，可以歸納為四點結果：

- (1) 風切應力對長浪的影響，在一維模式中較略為顯著，而在二維模式中則並不明顯。但是在發生最大水位變化的時間，兩者不論是在一維模式或是二維模式，都是幾乎一致。另外就模式結果而言，在一維模式中，強風切所造成岸邊的海水水位抬升效應，約佔全部的 26%；而在二維模式中，則約為 12%。其原因大概是海底的摩擦應力減低了風切應力的關係。
- (2) 海底地形的分佈對岸邊所發生的劇烈水位變化，具有絕對的影響。這可以由一、二模式對海底地形的影響分析裡得到。有地形分佈者，會使波的傳播速度減慢，後面移動快的浪被前面速度減慢的浪推擠，加上非線性作用使波峰陡峭，使得波浪傳遞至岸邊時形成急速的水位抬升。而沒有地形分佈的模擬結果，在岸邊造成的水位變化僅為有地形分佈結果的六分之一而已。
- (3) 有地形分佈之二維模式的模擬結果，不若一維模擬結果那般顯著的原因，在於初始海面高度場，在經過第一次運算後，會由於一半的波向反方向傳播，而使得有效傳遞向岸邊的重力波能量減少一半。一維模式在開始運算後，向岸邊傳遞的海水，其水位高，僅為原來初始場的一半，但波速並不會改變。而二維模式在開始運算後，則還會向四下散開來，最大的波高由原來的 1 公尺變成 0.2 公尺至 0.25 公尺左右。所以，雖然初始海面高度場與岸邊發生最大水位變化，存在正比例的關係，但是二維模擬結果確不若一維模擬結果

那般顯著。

五、結論與建議

綜合前章一、二維模式模擬之結果和各項個案之分析，我們整理得到以下七點結論：

- (1) 台灣恆春半島上的突發性猛浪—「瘋狗浪」，其發生機制應是淺水長波在變淺的大陸棚上，由於相位速度變慢，波峰因受波浪擠壓而變高，而當波的振幅變大後，非線性所特有的陡峭化的特性 (Steepening) (Drazin, 1983)，會使得波峰隨時間增加而益形高漲。這種波峰變大，而傳播速度仍然非常快的淺水波，衝擊到岸邊就形成所謂的「瘋狗浪」。
- (2) 風切應力對長浪的影響，雖然有卻很小，對波動的傳遞影響也不大。但是在發生最大水位變化的時間，兩者不論是在一維模式或是二維模式，都是幾乎一致。
- (3) 海底地形變化對長浪的影響，在二維模式中，以模式上台灣陸地之西南端所產生的海水水位變化最大。對應該處附近海域的海底地形，我們也不難發現，在台灣西南沿海一帶，的確以該處的海底地形變化在接近陸地時，顯得最陡峭，等水深線最密集。
- (4) 波源位置的不同，對是否能夠引起岸邊急劇的水位變化有決定性的影響。位於水深處複雜的海底地形分佈，將很可能在岸邊造成巨大的水位變化。
- (5) 網格間距的縮小，雖有助於解析重力波在近岸處複雜地形所產生的海水堆積現象。但是需要含有大量記憶體和快速運算能力的計算機，才能夠符合預報的基本條件。
- (6) 有地形分佈之二維模式的模擬結果，不若一維模擬結果那般顯著的原因，在於初始海面高度場，在經過第一次運算後，會由於一半的波向反方向傳播，而使得有效傳遞向岸邊的重力波能量減少一半。一維模式在開始運算後，向岸邊傳遞的

水，其水位高，僅為原來初始場的一半，但波速並不會改變。而二維模式在開始運算後，則還會向四下散開來。所以，雖然初始海面高度場與岸邊發生最大水位變化，存在正比例的關係，但是二維模擬結果確不若一維模擬結果那般顯著。

- (7) 台灣東北角的海底地形陡度，與本模式所模擬的台灣西南海域的地形，具有某些特徵上的相似。第一、兩處在 100 公里之外海，皆有 2,000 至 3,000 公尺的深海區；第二、兩處在接近海岸的 10 公里內，海底地勢皆在短距離之內由近 1,000 公尺的深度向岸邊迅速遞減。所以，依本模式的推論，這兩處的地形都是極易因由遠處外海、以重力波速傳遞而來的長浪，受地形的作用後，在岸邊造成急速的水位變化。

對於本次模擬，本人尚有三點建議，希望可以做為日後模式改進的依據：

- (1) 由於本次模擬乃著重在海底地形變化對長浪傳遞的影響，因此忽略掉一些較為複雜的外界變化之作用，像是天文潮汐與通過台灣附近海域的黑潮洋流，然而這也可能會產生重力波傳遞至岸邊時，水位抬升的加成影響。
- (2) 陸地邊界對於波浪具有反射和消滅的作用，但是由於實際台灣西南陸地的邊界略為複雜，而本模式則是將該範圍內之邊界以線性化方式，分成三條直線邊界來處理。如果能夠將陸地邊界區分為多數直線段的組合，將可對不同位置水位抬升的情況做比較。
- (3) 在台灣最常發生「瘋狗浪」的地方有兩處，一處是在台灣西南角的恆春附近，另一處則是在東北角的基隆八斗子漁場。而本模式乃選定台灣的西南角為模式範圍，而模擬的結果也證明了，在恆春一帶確實容易成為南海海域上氣旋或環流產生之重力波，向台灣西南陸地傳播時，海水質量最易堆積的地方。不過，模式未及再以台灣之東北角做同樣的模擬，實為可惜之處。

參考文獻

- Arakawa, A., 1972: Design of the UCLA General Circulation Model, Numerical Simulation of Weather and Climate. Dept. of Metology, Univ. of California, Los Angeles, Tech. Rept., No. 7.
- Anthes, R.A., 1982: Tropical Cyclones: Their Evolution, Structure and Effects. Amer. Meteorol. Soc.
- Bossinesq, 1987: cited in "Soliton", Drazin 1983.
- Drazin, P.G., 1983: Solitons. London Mathematical Society Lecture Note Series 85.
- Flather, R.A. and Heaps, N.S., 1975: Tidal Computations for Morecambe Bay. Geo-phys. J. R. Astr. Soc., 42, 489-571.
- Flather, R.A., 1984: A Numerical Model Investigation of the Storm Surge of 31 January and 1 February 1953 in the North Sea. Q.J.R. Meteorol. Soc., 110, 591-612.
- Gadd, A.J., 1978a: A Split Explicit Integration Scheme for Numerical Weather Prediction. Q.J.R. Meteorol. Soc., 104, 569-582.
- Gadd, A.J., 1978 b: A Numerical Advection Scheme with Small Phase Speed Errors. Q.J.R. Meteorol. Soc., 104, 583-594.
- Gadd, A.J., 1980: Two Refinements of the Split Explicit Integration Scheme. Q.J.R. Meteorol. Soc., 106, 215-220.
- Hubbert, G.D., Leslie, L.M., Manton, M.J., 1990: A Storm Surge Model for the Australian Region. Q.J.R. Meteorol. Soc., 116, 1005-1020.

- Jelesnianski, C.P., 1966: Numerical Computations of Storm Surge without Bottom Stress. Mon. Wea. Rev., 94, 740-756.
- Jelesnianski, C.P., 1967: Numerical Computations of Storm Surge with Bottom Stress. Mon. Wea. Rev., 95, 740-756.
- Krauss, W., 1973: Dynamics of the Homogeneous and the Quasi-Homogeneous Ocean. Gebruder, Borntraeger, Berlin.
- Leblond, P.H. and Mysak, L.A., 1978: Waves in the Ocean. Elsevier Scientific.
- Mesinger, F. and A. Arakawa, 1976: Numerical Methods Used in Atmospheric Model. GARP, No. 17, WMO, 64pp.
- Miller, M.J. and A.J. Thorpe, 1981: Radiation Conditions for the Lateral Boundary of Limited-Area Numerical Models. Q. J. R. Meteorol. Soc., 107, 615-628.
- Orlanski, I., 1976: A Simple Boundary Condition for Unbounded Hyperbolic Flow. J. Comput. Phys., 21, 251-269.
- Pedlosky, J., 1979: Geophysical Fluid Dynamics. Springer-Verlag, 710pp.
- Pickard, G.L. and Emery W.J., 1982: Descriptive Physical Oceanography. Pergamon Press.
- Platzman, G.W., 1975: Normal Modes of the Atlantic and Indian Oceans. Journal of Physical Oceanography, No. 2, Vol. 5, 201-221.
- Rayleigh, 1876: cited in "Soliton", Drazin 1983.
- Russell, 1841, : cited in "Soliton", Drazin 1983.
- Smith, S.D. and Banke, E.G., 1975: Variation of the Sea Surface Drag Coefficient with Wind Speed. Q. J. R. Meteorol. Soc., 101, 665-673.
- Sun, W.Y., 1980: Forward-Backward Time Intergration Scheme to Treat Internal Gravity Waves. Mon. Wea. Rev., 10, 402-407.
- Unsitalo, S., 1960: The Numerical Calculation of Wind Effect on Sea Level Elevation. Tellus, Vol. 12, No. 4.
- Welander, P., 1956: Wind Action on a Shallow Sea: Some Generalizations of Ekman's Theory. Tellus, Vol. 9, No. 11.
- 李賢文, 1979: 台灣海峽沿岸颱風潮之數值預報, 行政院國家科學委員會專題研究計劃。編號: NSC67-0407-M019-02.
- 李賢文, 1982: 台灣西南沿岸颱風暴潮之研究, 行政院國家科學委員會專題研究計劃。編號: NSC71-0407-M019-01。
- 周思運, 1983: 流過地形之基本流場發生變化時產生重力波之研究, 國立中央大學大氣物理研究所碩士論文。

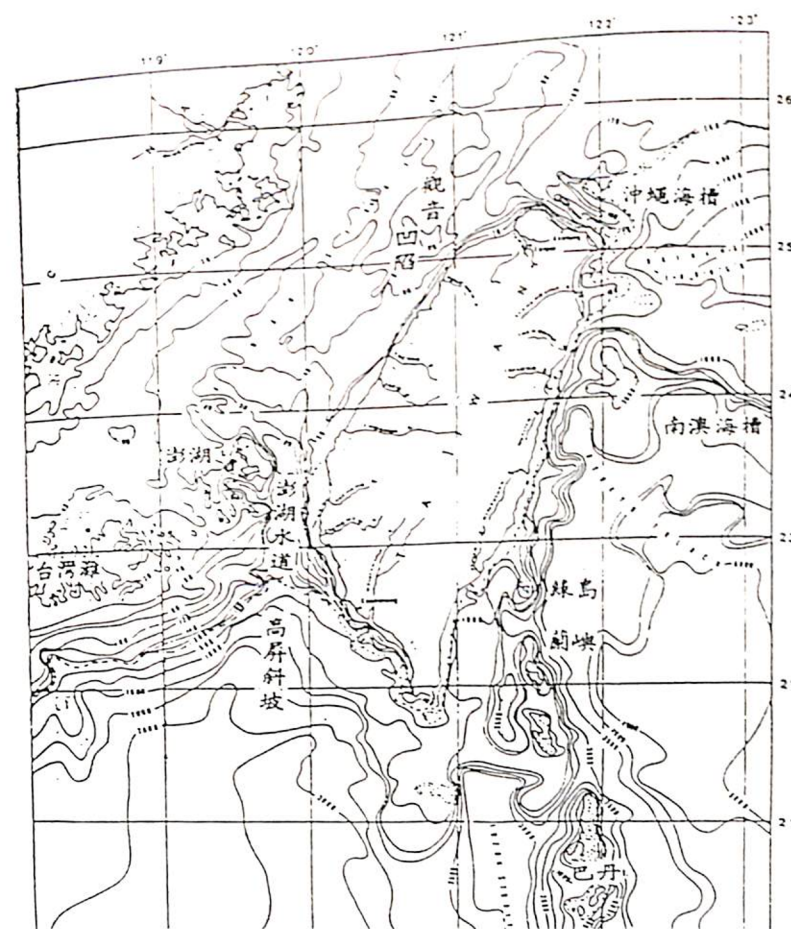
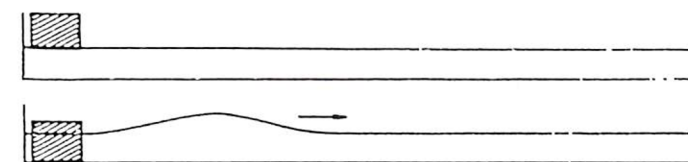


圖 1 台灣周圍海域的海底地形圖



2 Russell's solitary eave

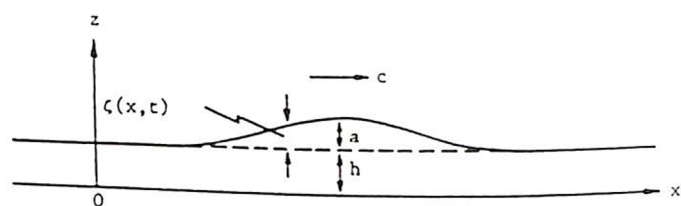


圖3 Solitary wave外形和參數示意圖

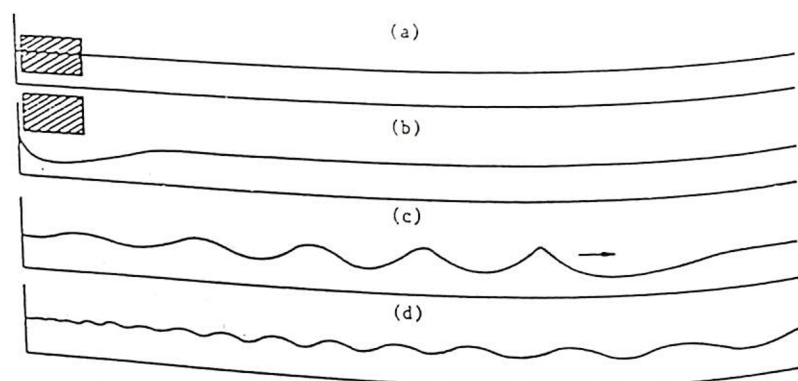


圖4 Russell所觀察的振盪

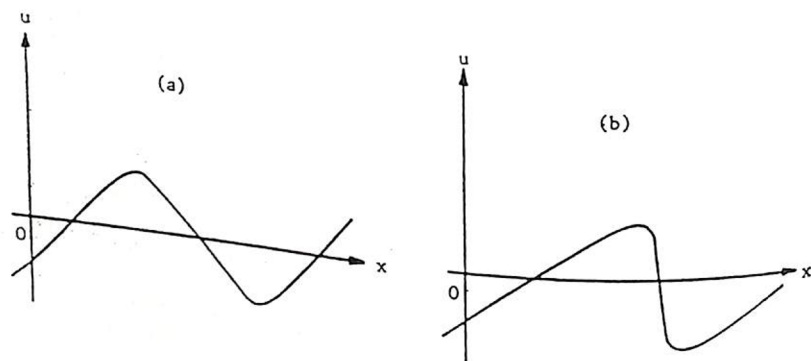
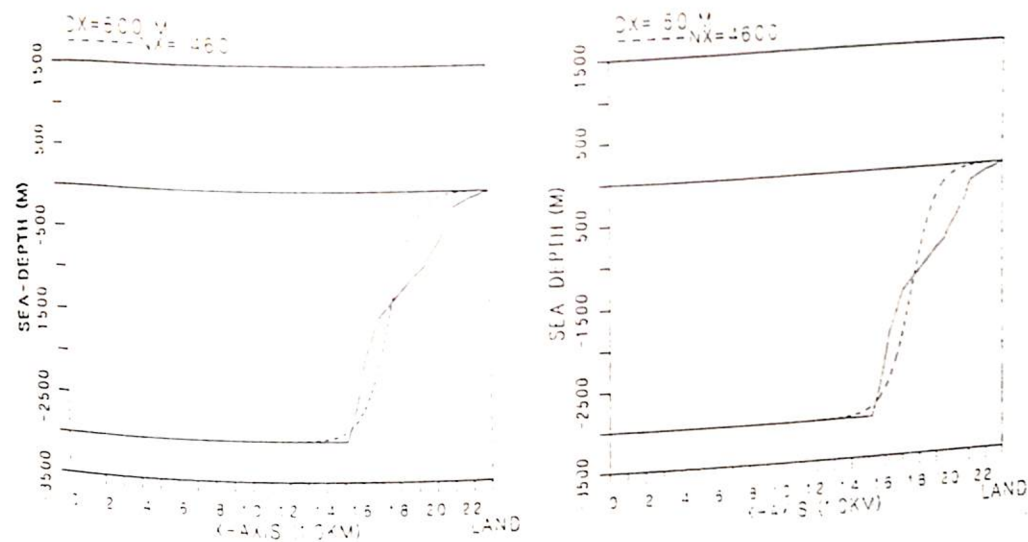
圖5 Kdv方程的非線性平流作用(a) $t=0$, (b) $t \geq 0$ 

圖6 一維模式的海底地形函數圖

圖中實線為實際海底高度，虛線為函數代表之高度

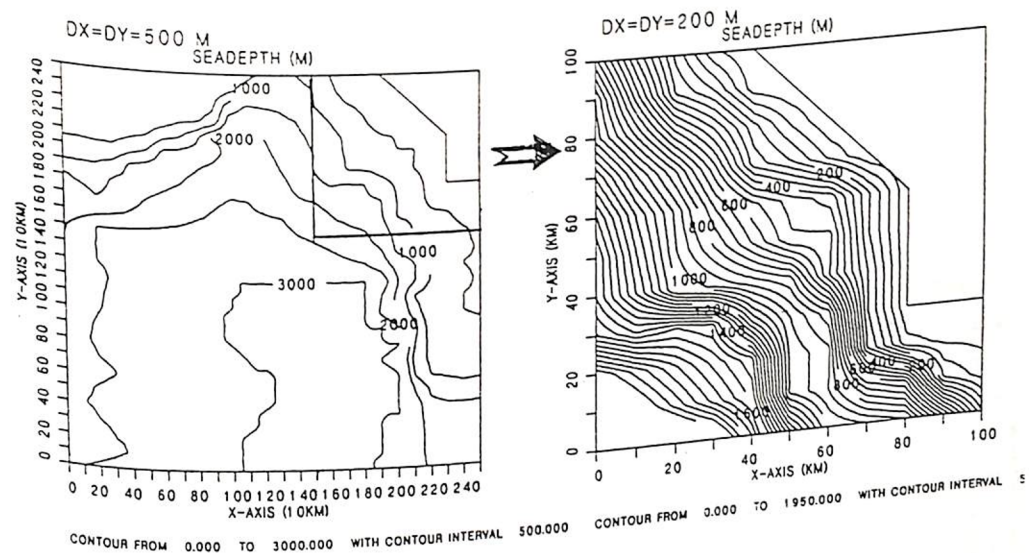


圖7 二維模式的海底地形函數圖

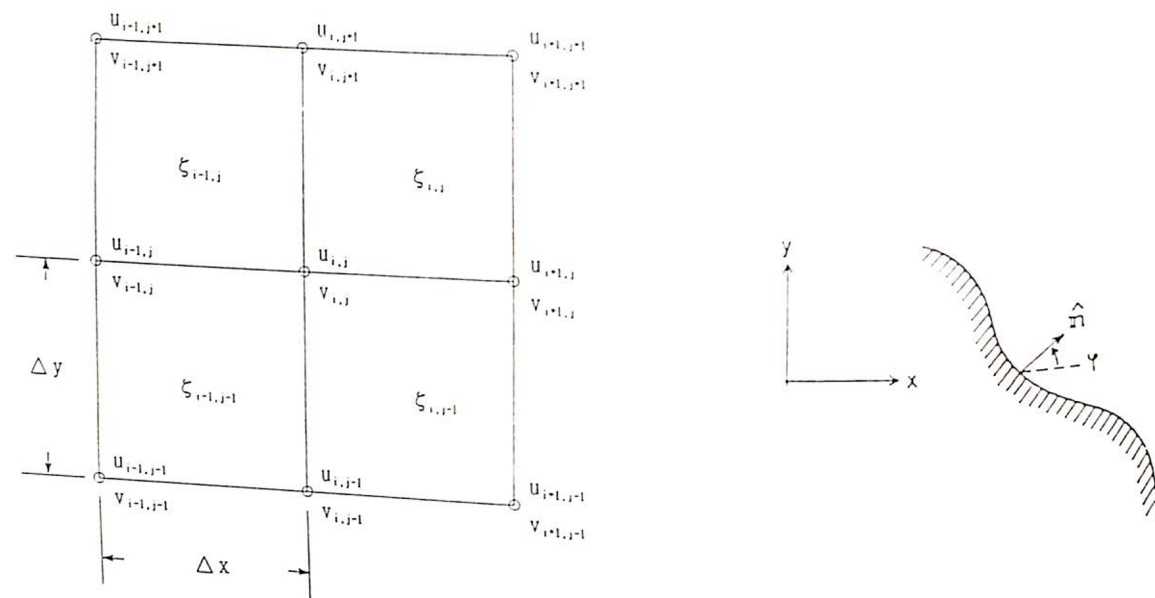


圖8 模式之交錯網格分佈

圖9 陸地邊界和n參數示意圖

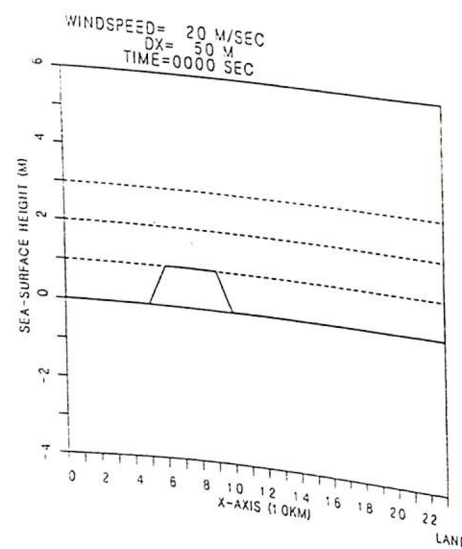


圖10a 一維模式的起始海面高度函數圖

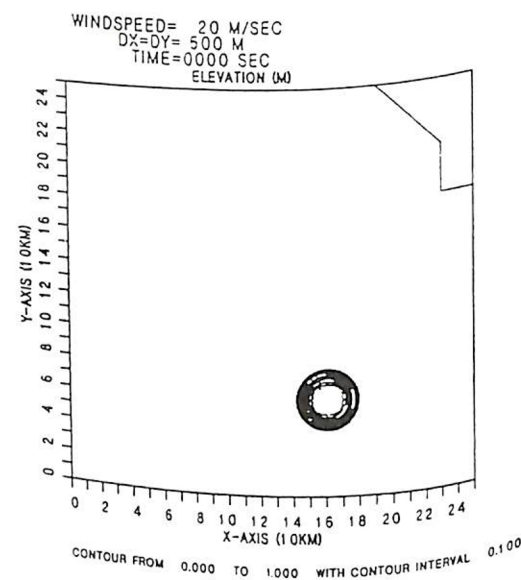


圖10b 二維模式的起始海面高度函數圖

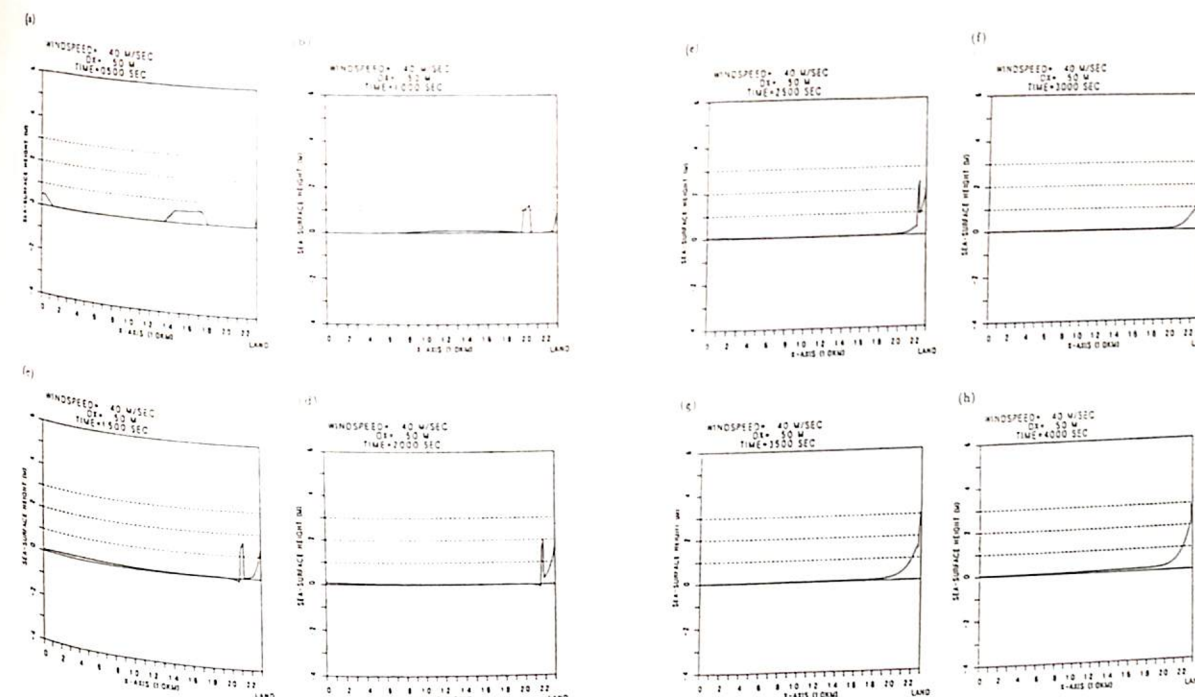


圖11 一維模式，有海底地形之量長浪向岸傳播圖

(風速 = 40 m/sec)

(a) 積分時間為500秒時 (e) 積分時間為2500秒時

(b) 積分時間為1000秒時 (f) 積分時間為3000秒時

(c) 積分時間為1500秒時 (g) 積分時間為3500秒時

(d) 積分時間為2000秒時 (h) 積分時間為4000秒時

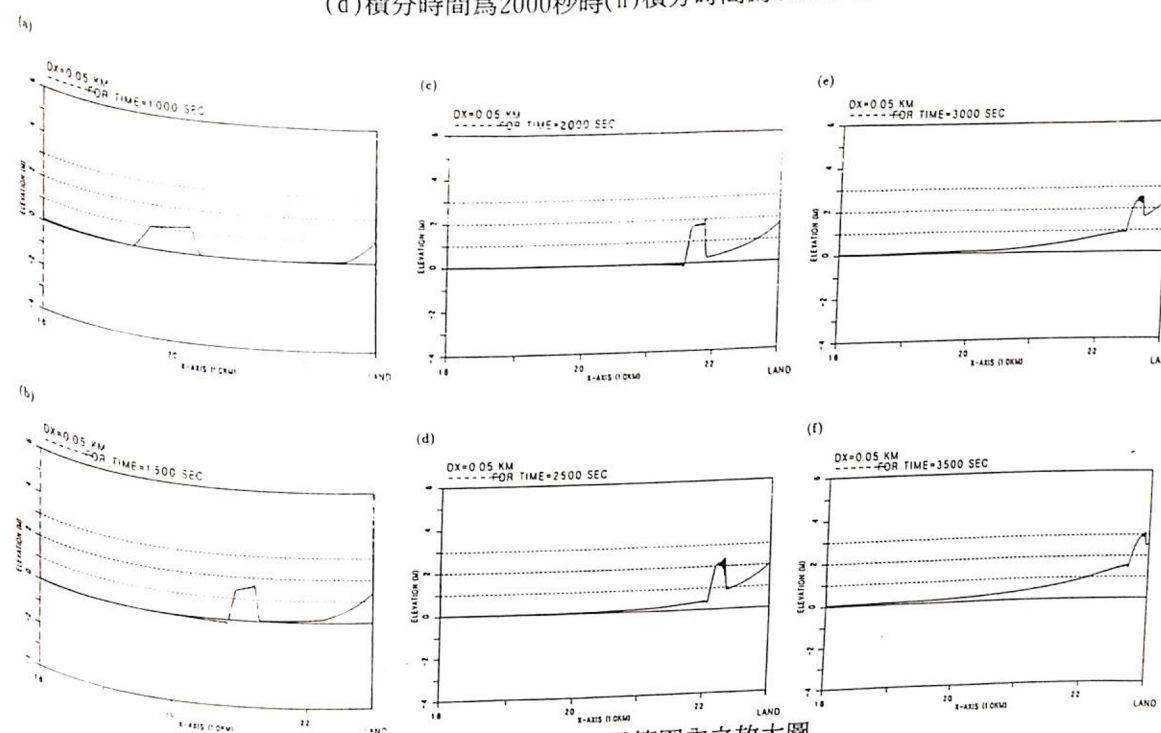


圖12 對應圖13，近岸50公里範圍內之放大圖

(風速 = 40 m/sec)

(a) 積分時間為1000秒時 (d) 積分時間為2500秒時

(b) 積分時間為1500秒時 (e) 積分時間為3000秒時

(c) 積分時間為2000秒時 (f) 積分時間為3500秒時

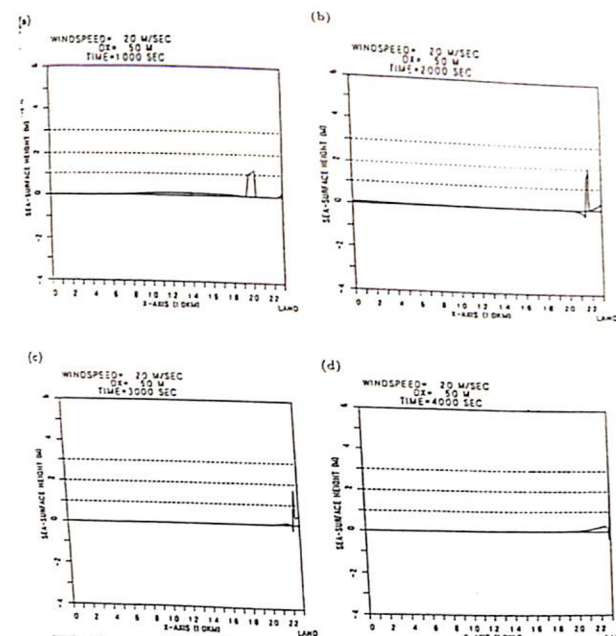


圖13 一維模式，有海底地形之長浪向岸傳播圖

(風速 = 20 m/sec)

- (a) 積分時間為1000秒時
(b) 積分時間為2000秒時
(c) 積分時間為3000秒時
(d) 積分時間為4000秒時

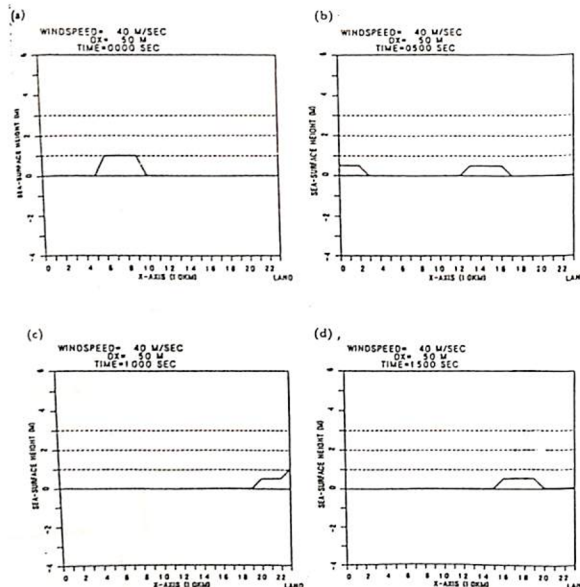


圖15 一維模式，無海底地形之長浪向岸傳播圖

(風速 = 40 m/sec)

- (a) 積分時間為0秒時
(b) 積分時間為500秒時
(c) 積分時間為1000秒時
(d) 積分時間為1500秒時

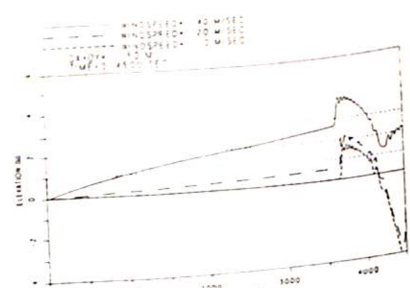


圖14a 一維模式，比較風速 = 40 m/sec 和 20 m/sec 之岸邊水位變化圖

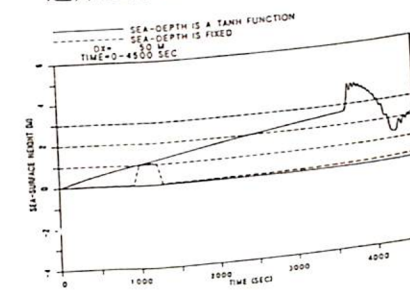
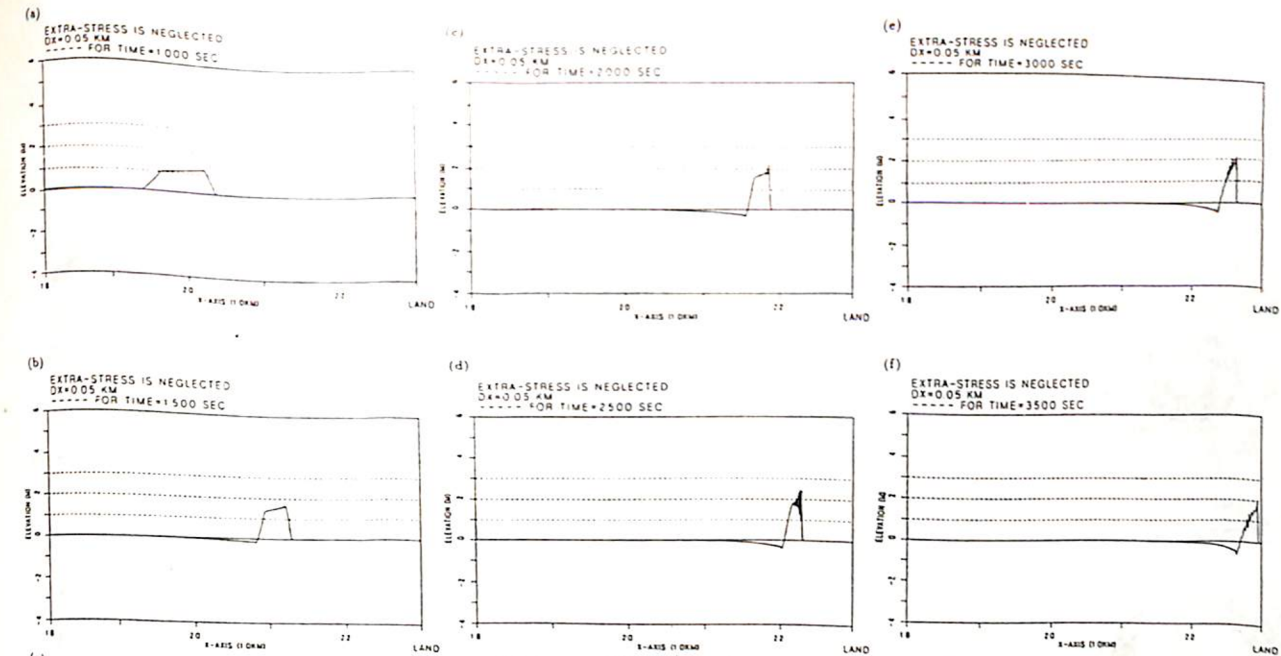


圖14b 一維模式，比較有和沒有海底地形之岸邊水位變化圖

圖16 一維模式，無風切應力和底部應力時，近岸50公里範圍內之放大圖
(風速 = 40 m/sec)

- (a) 積分時間為1000秒時
(b) 積分時間為1500秒時
(c) 積分時間為2000秒時
(d) 積分時間為2500秒時
(e) 積分時間為3000秒時
(f) 積分時間為3500秒時
(g) 積分時間為4000秒時
(h) 積分時間為4500秒時

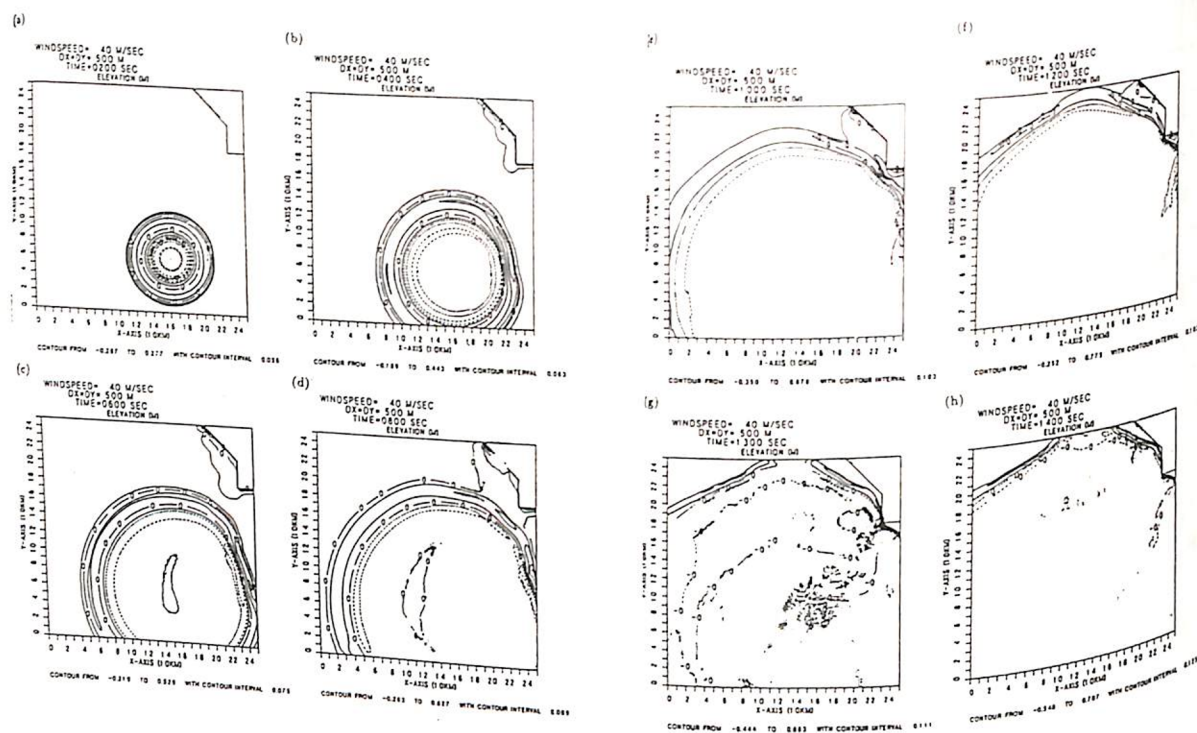


圖17 二維模式，有海底地形之長浪向岸傳播圖
(風速 = 40m/sec)

- (a) 積分時間為200秒時
- (b) 積分時間為400秒時
- (c) 積分時間為600秒時
- (d) 積分時間為800秒時
- (e) 積分時間為1000秒時
- (f) 積分時間為1200秒時
- (g) 積分時間為1300秒時
- (h) 積分時間為1400秒時
- (i) 積分時間為1600秒時
- (j) 積分時間為1800秒時

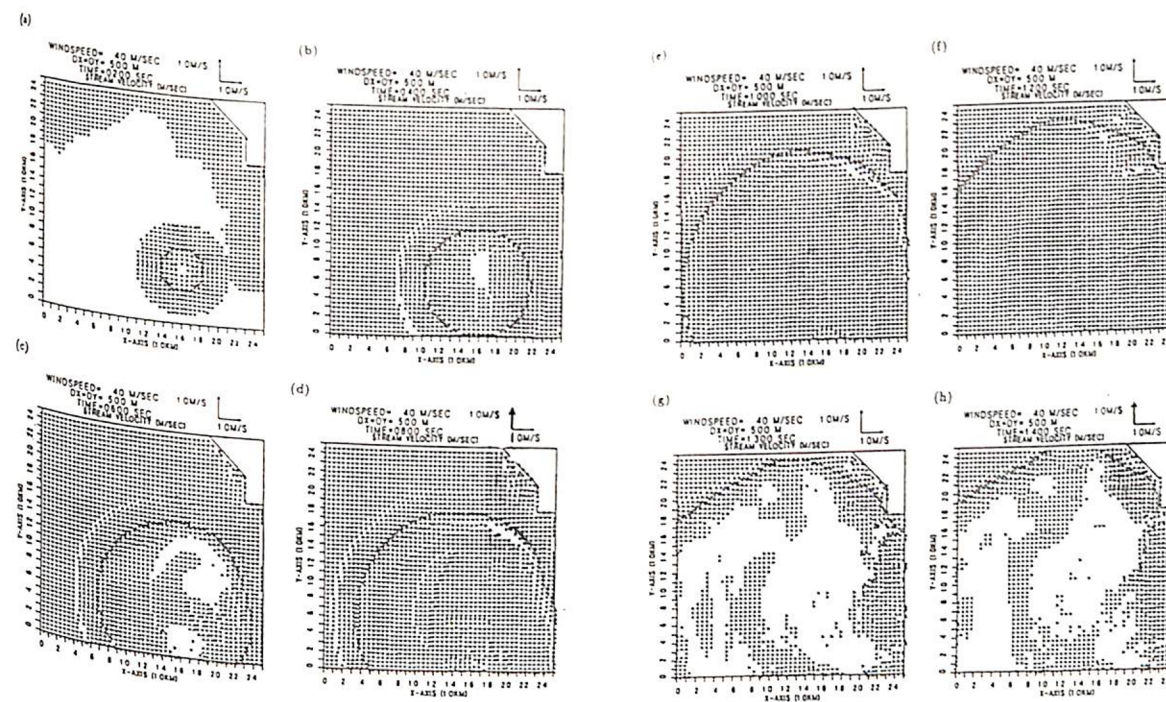


圖18 對應圖20之海面流速圖

- (a) 積分時間為200秒時
- (b) 積分時間為400秒時
- (c) 積分時間為600秒時
- (d) 積分時間為800秒時
- (e) 積分時間為1000秒時
- (f) 積分時間為1200秒時
- (g) 積分時間為1300秒時
- (h) 積分時間為1400秒時
- (i) 積分時間為1600秒時
- (j) 積分時間為1800秒時

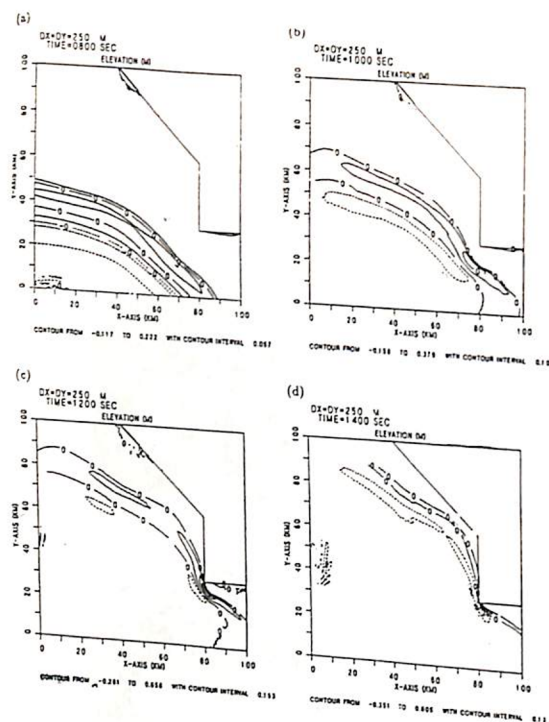


圖19 對應圖20，近岸100公里×100公里範圍內之放大圖（風速=40m/sec）
 (a)積分時間為800秒時
 (b)積分時間為1000秒時
 (c)積分時間為1200秒時
 (d)積分時間為1400秒時
 (e)積分時間為1600秒時
 (f)積分時間為1800秒時

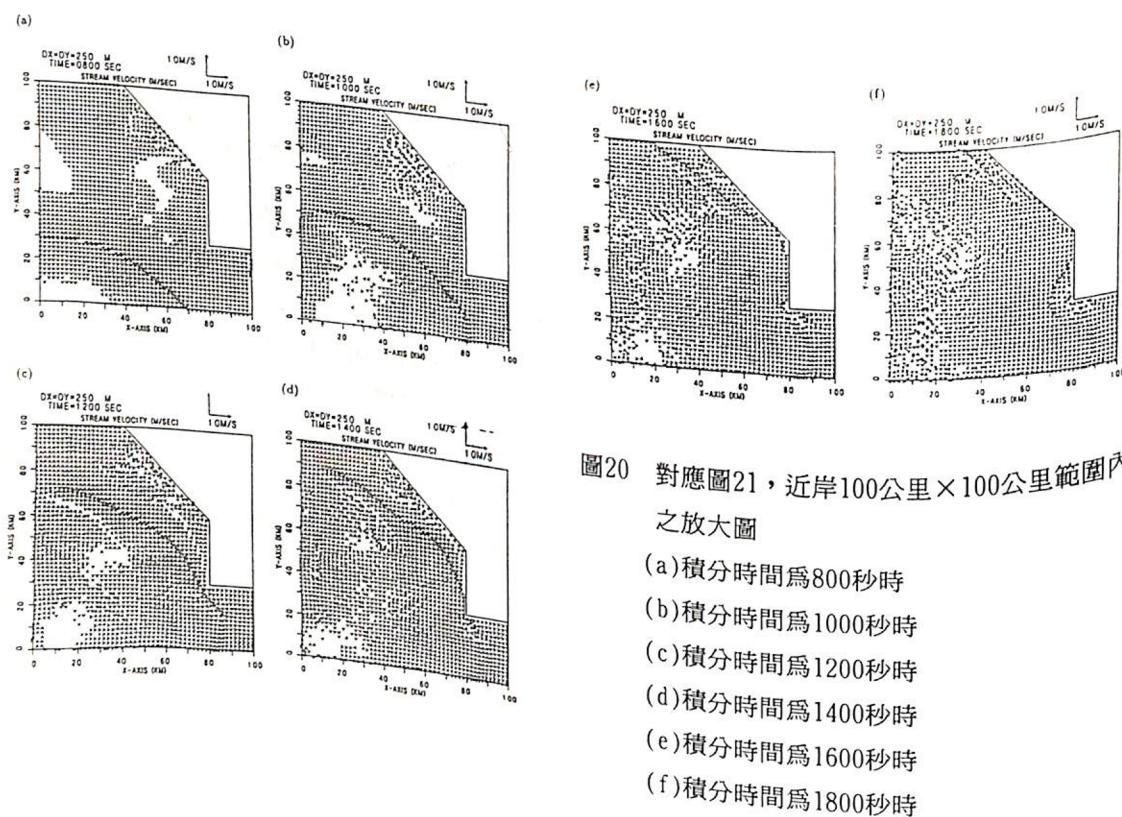


圖20 對應圖21，近岸100公里×100公里範圍內之放大圖
 (a)積分時間為800秒時
 (b)積分時間為1000秒時
 (c)積分時間為1200秒時
 (d)積分時間為1400秒時
 (e)積分時間為1600秒時
 (f)積分時間為1800秒時

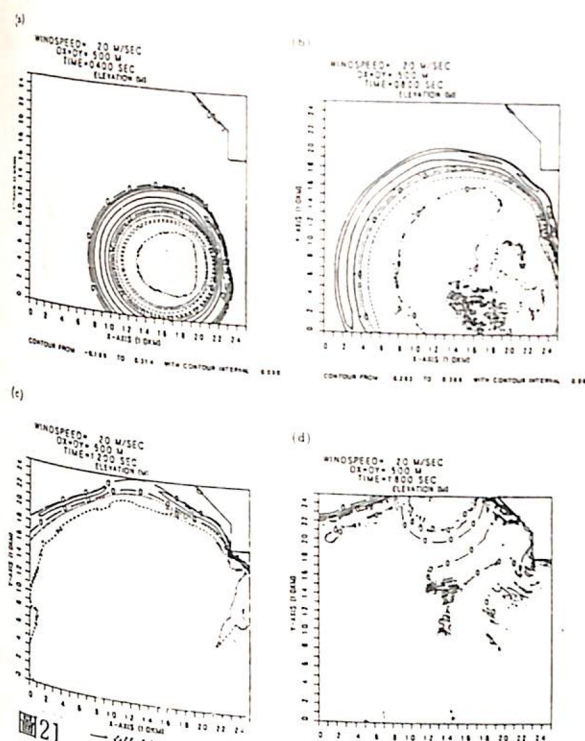


圖21 二維模式，有海底地形之長浪向岸傳播圖
 （風速=20m/sec）
 (a)積分時間為400秒時
 (b)積分時間為800秒時
 (c)積分時間為1200秒時
 (d)積分時間為1800秒時

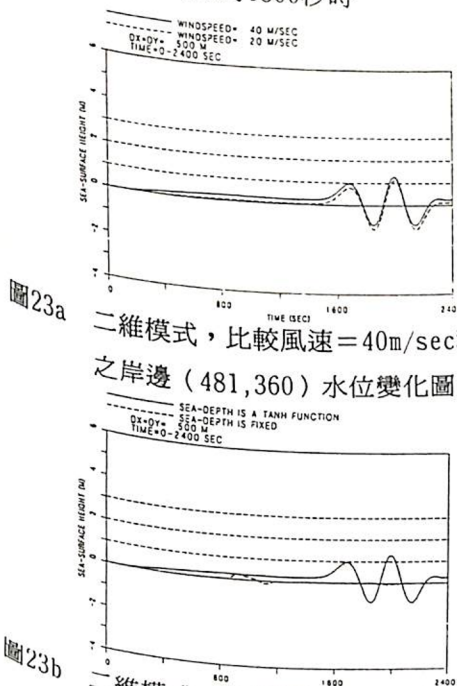


圖23a 二維模式，比較風速=40m/sec和20m/sec之岸邊（481,360）水位變化圖

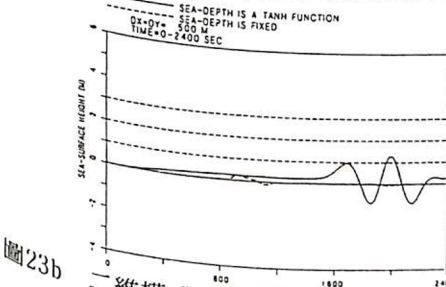


圖23b 二維模式，比較有和沒有海底地形之岸邊（481,360）水位變化圖
 圖中實線為有海底分佈，風速40m/sec
 虛線(a)為有海底分佈，風速20/sec
 (b)為無海底分佈，風速40/sec

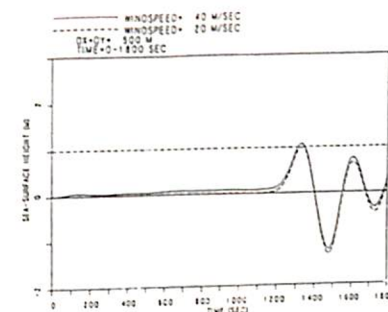


圖22a 二維模式，比較風速=40m/sec和20m/sec之岸邊（461,360）水位變化圖

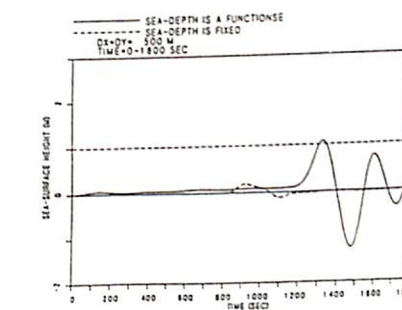


圖22b 二維模式，比較有和沒有海底地形之岸邊（461,360）水位變化圖
 圖中實線為有海底分佈，風速40m/sec
 虛線(a)為有海底分佈，風速20/sec
 (b)為無海底分佈，風速40/sec

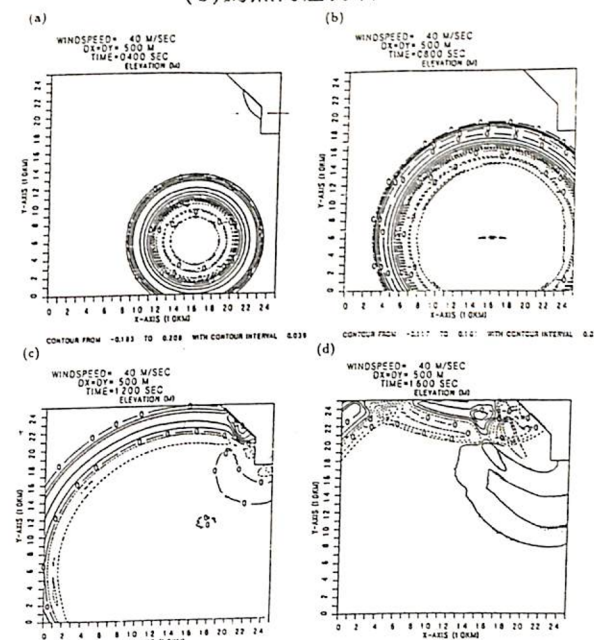


圖24 二維模式，無海底地形之長浪向岸傳播圖
 （風速=40m/sec）
 (a)積分時間為400秒時
 (b)積分時間為800秒時
 (c)積分時間為1200秒時
 (d)積分時間為1600秒時

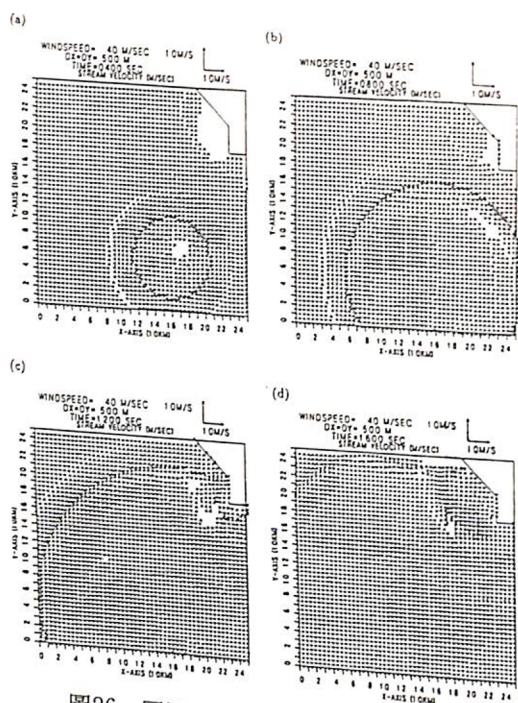


圖26 同圖21，唯風速=20m/sec

- (a)積分時間為400秒時
- (b)積分時間為800秒時
- (c)積分時間為1200秒時
- (d)積分時間為1800秒時

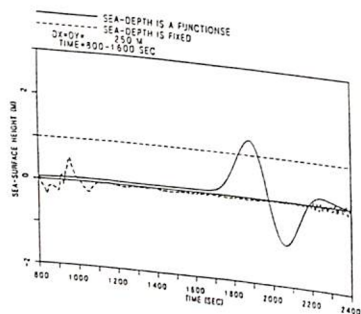


圖27a 二維模式經Nesting後，比較有和沒有海底地形之岸邊 (321,120) 水位變化圖 (風速=40m/sec)

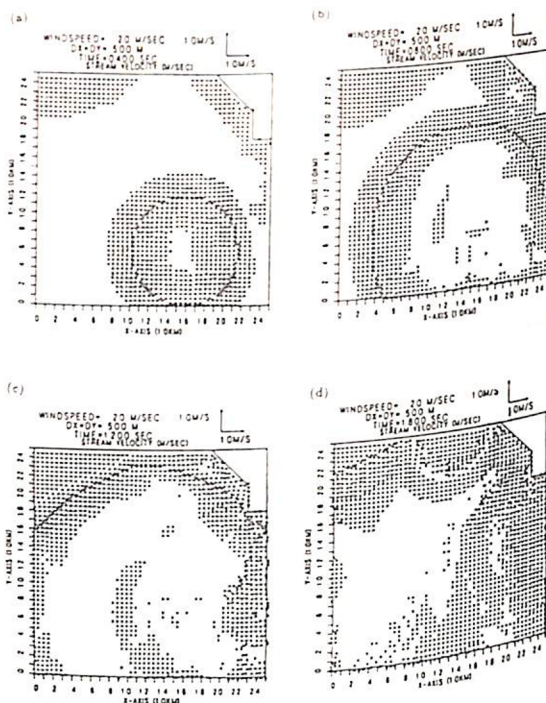


圖25 對應圖26之海面流速圖

- (a)積分時間為400秒時
- (b)積分時間為800秒時
- (c)積分時間為1200秒時
- (d)積分時間為1600秒時

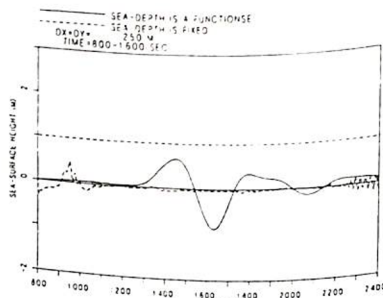


圖27b 二維模式經Nesting後，比較有和沒有海底地形之岸邊 (341,120) 水位變化圖 (風速=40m/sec)