

台灣地區海陸風之研究第一部：簡單地形之影響

洪秀雄 林沛練

國立中央大學 大氣物理系

摘要

本研究使用二維模式，以數值模擬的方式研究地形對海陸風環流的影響。我們主要的目的是在於動力上的瞭解，而不在於環流的細節分佈。研究發現，由於山坡加熱所引發的浮力作用很容易改變環流。在有地形的情况下，發生最大風速及水平輻散的地方，和無地形的情况下，會相離很遠。

我們並曾用數種不同的簡單地形作數值模擬實驗。結果顯示各種環流均有顯著的不同，證實地形對海陸風環流具有絕對的重要性；不但地形的形狀，而且地形離海岸的距離都會影響海陸風環流的形狀和強度。

一、引言

海陸風環流是海岸地區由於海陸差異加熱效應所引發的一種力管環流現象，而且接受到由地表或海洋傳給大氣熱能的駕御與影響。白天由於太陽的短波輻射使陸地快速的產生加熱作用，而海水則因熱容量較大，溫度增加得較慢，這種海陸之差別加熱效應乃使溫度梯度在海岸地區逐漸生成，而高溫地面的熱量經由傳導與對流之熱擴散過程使得地面上空氣的溫度增加，陸地上等面間之厚度隨之增大，於是上層大氣之等密度面發展成從陸地到海洋傾斜向下之型式，亦即力管場之發展。此時陸地上的溫暖空氣上升，海面上之空氣則流向陸地以為補充，於是產生所謂的海風。在夜晚，地面以長波輻射的方式將熱散出去，接近地面的空氣溫度降低，而海洋因為熱容量大，其溫度不受長波輻射影響，於是陸海溫度對比反了過來。此時海洋上之空氣較暖而上升，陸地較冷之空氣向洋面以為補充，乃產生所謂的陸風。這種由力管場造成的中尺度環流通稱為海陸風環流。

海陸風環流基本上是一個非線性的問題，因此理論的研究通常以數值模擬為之。這一點則在 Estoque (1961, 1962) 成功的二維模式以後才

開始有長足的進步。成功的三維模式則以 Pielke (1974 a) 研究美國佛羅里達半島海陸風的論文最具代表性。不過 Pielke (1974 b) 同時也證實，如果在二維模式中，適當的加大水平亂流交換係數，則二維模式也可模擬出三維模式的結果，因此，如果是為了研究物理機制的問題，二維模式已足以作出令人滿意的結果。

可是，在另一方面，地形對於力管場，從物理的眼光看，應該較之海陸的溫度對比更具效率，因此海岸附近的地形對於海陸風環流應該會有很大的影響。而況台灣為一多山的海島，要研究海陸風環流就必須考慮地形因素。但是因為台灣地形複雜，且中央山脈山高三千餘公尺，要研究這樣的問題並不簡單。我們乃計畫先從單純的地形着手，再逐步繁雜化，最終目標則為實際地形之三維模式。

在研究的過程中，陸續有數篇有關地形影響的論文發表，如 Mahrer and Pielke (1977), Asai and Mitsumoto (1978), Okouchi et al. (1978), Kikuchi et al. (1981), Sahashi (1981) 等，不過類似本文所研究的則仍未有人作過。

二、理論模式

2-1 基本方程式

海陸風環流為隱含於大尺度氣象系統裡的中尺度環流現象，大尺度系統的狀態對海陸風環流有重要的影響 (Estoque, 1962)。不過，在夏季時台灣也經常位於太平洋高壓的邊緣，大尺度系統的風場極弱。為了簡單起見，我們在此研究中假設大尺度系統為靜止的，而且處於靜水穩定的情況下。我們考慮的地形為二維的，因此在平行海岸（及等高線）的方向所有變數及參數都沒有變化。雖然有這個簡化，但因海陸風的周期長達 24 小時，柯氏效應必須考慮，故運動其實仍為三維的。另外，海陸風環流大約只侷限在離地二、三公里的範圍內，密度在此範圍內變化不大，布氏近似 (Boussinesq Approximation) 可用，亦即三維輻散量為零，這個假設還可以消除聲波。我們暫不考慮水汽及其相位變化，故運動本身是絕熱的。

為了處理地形方便起見，我們用規一化的垂直座標 (kasahara, 1968; 但我們這裡所用的和他的上下倒置)：

$$\eta = (Z - Z_0) / (Z_t - Z_0)$$

式中 Z_0 代表地表之高度， Z_t 為模式頂之高度。經過這種座標準換後，等 η 線大致和地表平行，於是在新座標系中，地形隱含在座標系中，邊界條件則不明示地形之影響。

在新座標上，我們的運動方程式，熱力方程式，連續方程式及靜水平衡方程式分別為：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} = & -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial \eta} + fv - \bar{\theta} \frac{\partial \pi}{\partial x} \\ & + \bar{\theta} \left(\frac{1-\eta}{Z_t - Z_0} \right) \frac{\partial z_0}{\partial x} \frac{\partial \pi}{\partial \eta} \\ & - fv_0 \frac{\theta}{\bar{\theta}} + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial u}{\partial x} \right) \\ & + \frac{1}{(Z_t - Z_0)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(K_\eta^{(m)} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \nu u \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} = & -u \frac{\partial v}{\partial x} - w \frac{\partial v}{\partial \eta} - fu + fu_0 \frac{\theta}{\bar{\theta}} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial v}{\partial x} \right) \end{aligned}$$

$$+ \frac{1}{(Z_t - Z_0)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(K_\eta^{(m)} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \nu v \quad \dots\dots\dots(2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial t} = & -u \frac{\partial \theta}{\partial x} - w \frac{\partial \theta}{\partial \eta} (\bar{\theta} + \theta) \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) + \\ & \frac{1}{(Z_t - Z_0)^2} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(K_\eta^{(e)} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) - \nu \theta \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial \eta} - \frac{u}{Z_t - Z_0} \frac{\partial Z_0}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots(4)$$

$$\frac{1}{Z_t - Z_0} \frac{\partial \pi}{\partial \eta} = g \frac{\theta}{\bar{\theta}_2} \quad \dots\dots\dots(5)$$

式中 $w \equiv \frac{d\eta}{dt}$ ， u ， v 分別為垂直及平行海岸線的風分量， $\pi = C_p (p/p_0)^{R/c_p}$ 。 K_H 為亂流水平交換係數， $K_\eta^{(m)}$ 及 $K_\eta^{(e)}$ 分別為垂直動量及熱量交換係數。 ν 為線性摩擦及輻射冷却之係數（為人為消散機制，容後再說明）。上式中上面凡有橫槓的變數均屬於大尺度系統的。

由於我們的目的是以比較有，無地形在「解」上的差異的方式來檢討地形之影響，而不是在提供環流之詳細結構，故在處理交換係數時，以簡單易處理而又接近事實為原則，我們採用的交換係數表達這個函數：

$$K_\eta = 800 \left\{ e^{-\frac{b\eta}{0.15}} - 0.99 e^{-\frac{d\eta}{0.15}} \right\} \times [0.6 - 0.4 \sin(\Omega t + 45^\circ)] \quad \dots\dots\dots(6)$$

為米制單位； $b = 3.689$ ， $d = 4.605$ ，

$$\Omega = 2\pi / 24 \text{ hrs.}$$

2-2 邊界條件及初始條件

(1) 下邊界為地表，隨地形而起伏。故在 $\eta = 0$ 處（即 $Z = Z_0$ 處），邊界條件為

$$u = v = w = 0 \quad \dots\dots\dots(7a)$$

而溫度之下邊界條件為

$$\text{海上 } \theta(t)|_l = 300^\circ \text{ K} \quad \dots\dots\dots(7b)$$

$$\text{陸上 } \theta(t)|_l = \{ 7.5 \sin(15T - 140^\circ) \}$$

$$+ \sin (30 T + 5 ^ \circ) \} F \dots\dots\dots (7 c)$$

海陸交界處

$$\theta (t) = \frac { 1 } { 2 } (\theta | _ { 0 } + \theta | _ { 1 }) \dots\dots\dots (7 d)$$

其中 T 為當地時間，以小時為單位。 $F = 1$ 或 $F = \exp (- Z_r / 1 \text{ Km})$ ，下面的結果主要依據後者，但我們將會討論前者的結果。

(2)上邊界設在八公里處 ($\eta = 1$)，為一水平之鋼性頂板。為了消除可能的雜波反射，我們加入線性摩擦及輻射冷却之人為消散機制，其係數隨高度作指數增加，在接近上邊界處，這種人為消散極為強烈，能阻止任何波長短的雜波到達上邊界後再反射回去違害正常的解，但在離開上邊界一段距離後，此係數又小到可予忽略。故這種人為消散機制不會影響正常的解，但使得上邊界條件易於處理。

$$\nu = 5 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \exp [(\zeta - 0.84) / 0.03474] \dots\dots\dots (7 e)$$

式中 η 為節省計算時間而設之新垂直座標（下節再介紹）。故當 $\eta \rightarrow 1$ 時， ν 很大。由(1)~(3)等式，此時的漸近解為

$$u = v = \theta = 0$$

(3)側邊界條件

若積分範圍取得夠寬，在側邊界上因已遠離海陸交界或山的影響，側方向的強制作用消失，故

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{\partial \pi}{\partial x} = 0 \dots\dots (7 g)$$

(4)初始條件

大尺度之基本狀態為無風；穩定之狀態，

$$\bar{u} = \bar{v} = \bar{w} = 0 \dots\dots\dots (8 a)$$

$$\bar{\theta} = 300^\circ\text{K} + (0.3^\circ\text{K} / 100 \text{ m}) Z \dots\dots\dots (8 b)$$

在 $t < 0$ 時無任何中尺度之運動。 $t = 0$ 時強制項被加進模式中。

2.3 數值方法

在積分之前我們將座標系再作一層轉換，以在需要較高解析度的地方，可以得到較高解析度，而同時在不需要高解析度的地方，可以節省網格點，進而節省時間。

水平座標 x 轉換成

$$\xi = \sin b + \sin (\frac{x}{a} - b) \dots\dots\dots (9)$$

其中 $b = 1.3963$ ， $a = x_R / 2b$ ， $x_R = 450 \text{ km}$ 。如此，在積分範圍的中心部分網格點間距離最小，在兩側最大。而在中心部分，當 $\delta \xi$ 取 0.06565 時， $\delta x \cong 10$ 公里。

垂直座標 η 則轉換成

$$\zeta = \frac{1}{b'} \ln (1 + \frac{\eta}{a'}) \dots\dots\dots (10)$$

式中 $a' = 0.02766$ ， $b' = 3.615$ 。如此，在 $\delta \zeta$ 取 0.04 時， δZ 由地表附近的 27 m 逐漸增加到上邊界附近的 1190 m 。

本模式中我們用定差法。時間微分項用前行法寫成差分方式，平流項用逆流法，擴散項用都復一福蘭克法，而其他的微分項則採用中間定差法。逆流法對數值短波 (Computational modes) 有強烈的抑制作用，對消除雜波很為有利，但對長波 (即正常解) 也有影響，不過因為有地面的強制作用；這種人為的消散機制至少不影響定性的結果，故對本研究的目的而言仍是可接受的。在實際積分時，我們時間間隔取 $\Delta t = 120$ 秒，而仍維持計算穩定。

三、結果與討論

以下我們將摘要的選出極小部分圖片，作為討論重要論點之依據。本文主要針對四類理想的地形檢討它們對海陸風環流的影響。我們在討論其結果前才將地形的形式寫出來，首先讓我們檢討一下無地形起伏情況下的結果，以檢驗模式的可靠性，並作為將來比較的參考。

圖 1 及圖 2 為在 1200 L 時的風場。由此可以看見海風開始於海陸交界處，且陸上為上升氣流，經上層的向海回流，然後在海上下沉而形成一環流。隨着時間的推進，溫度場被平流進入內陸，一方面加強力管場，進而加強海風，一面將海風環流系統向內陸推展。1600 L 時，海風最大風速約為 $4 \text{ m} / \text{sec}$ ，且位於離岸 15 公里處。最大上升氣流

發生於離岸 50 公里的內陸，垂直速度可達 7 cm/sec；海上的下降氣流比較弱為 - 4 cm/sec，且發生於離岸僅 10 公里的海上。上層回流遠比海風為弱，僅有 - 1.5 m/sec。以上結果都和其他論文相仿（如 Estoque, 1961; Pielke, 1974 a）。

我們現在考慮 A 類地形，

$$Z_0 = 800 \exp \left[- \left(\frac{x - x_0}{30 \text{ Km}} \right)^2 \right] m$$

$$x_0 = 280 \text{ Km}$$

這類地形自內陸 40 公里處開始上升，到離岸約 90 公里處為最高點。圖 5~7 顯示 1200 L 時環流分成兩部分，其一為海風，其二為谷風。實際上，在 1200 L 時，山所造成的環流比海風強盛。不過兩者都互有影響。到了 1600 L，海風部分幾乎完全併入谷風系統中，僅有近岸處可見微弱的海風痕跡。此時向岸風最大發生於內陸 60 公里的山坡上，風速超過 5 m/sec；上層回流超過 3 m/sec，兩者都比沒有地形時為大。上升氣流現在發生於山頂上，與無地形情況下發生最大上升氣流的區域已完全脫節。

B 類地形和 A 類相似，除了現在 $x_0 = 250 \text{ Km}$ ，山麓緊臨海岸。圖 11 及圖 12 顯示 1600 L 時的速度場。與圖 8 及圖 9 比較起來，可見在山很靠近海岸時，海風系統完全為谷風系統所吞噬，而風速也比 A 類地形時弱。顯然在 A 類地形時，海風與谷風相互加強，而在 B 類地形時，兩者並沒有達成加強的效果。垂直速度在 B 類地形時仍發生在山頂，速度達 20 cm/sec，但仍比 A 類地形時（25 cm/sec）小很多。

另一方面，C 及 D 類地形所模擬的台地地形，却似乎沒有造成這麼大的差異，這兩類地形的差別和 A、B 兩類的差別一樣，只是在離海岸的遠近而已。

$$Z_0 = 400 \left[1 + \tan h \left(\frac{x - x_0}{b} \right) \right]$$

$$b = 10 \text{ Km}$$

$$x_{0c} = 267.8 \text{ Km}, x_{0D} = 235.6 \text{ Km}$$

圖 13 及圖 14，15 為 1600 L 時，C 類地形的結

果。圖 16 至圖 18 則為同一時間 D 類地形的結果。兩者相比較的結果，在 C 類地形時，兩個不同的環流清晰可見，而在 D 類地形時，海風環流已大致併入谷風系統中，但是發生最大風速及最大上升氣流的位置及數值却大致相同。可見海風與谷風的相互關係決定於非線性的溫度場平流，沒有簡單的規則可循。

最後我們回到 A 類地形，但令地面的加熱項中的 $F = 1$ ，亦即現在地表的溫度維持在相同的位溫，結果顯示在圖 19 及圖 20 上，由於山坡的溫度現在比前面的例子（圖 8~圖 10）高，合成的環流也較強，其他細節部分大致相同。

四、結 論

由本文的結果，我們知道地形對海陸風環流是具有其絕對的重要性。不但地形的形狀，而且地形離海岸的距離都會影響海陸風環流的形狀和強度。台灣的地形複雜，島上山和海岸的距離南北不同，東西有異，海陸風環流應該每個區域都不盡相同。進一步的研究顯然是必須的。

參考文獻

- Asai and Mitsumoto, 1978: Effects of an inclined land and sea breeze circulation: A numerical experiment. *J. Met. Soc. Japan*, 56, 559-570.
- Estoque, 1961: A theoretical investigation of the sea breeze. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 87, 136-146.
- Estoque, 1962: The sea breezes as a function of the prevailing synoptic situation. *J. Atmos. Sci.*, 19, 244-250.
- Kikuchi, Arakawa, Kimura, Shirasaki, and Nagano, 1981: Numerical study on the effects of mountains on the land and sea breeze circulation in the Kanto District. *J. Met. Soc. Japan*, 59, 723-737.
- Mahrer, and Pielke, 1977: The effects of

topography on sea and land breezes in a two-dimensional numerical model. Mon. Wea. Rev., 105, 1151-1162.

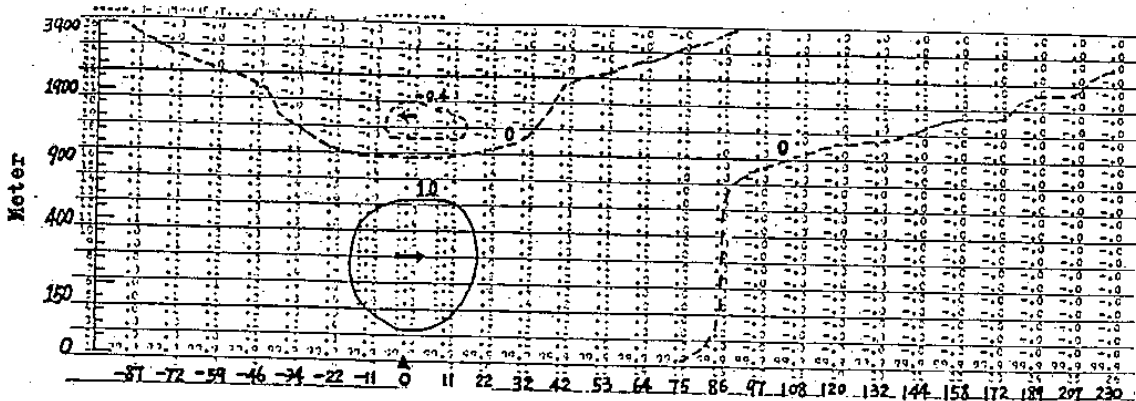
Okouchi, Uryu, and Sawada, 1978 : A numerical study on the effects of a mountain on the land and sea breezes. J. Met. Soc. Japan, 56, 368-386.

Pielke, 1974 a : A three-dimensional numerical model of sea breezes. Mon. Wea. Rev.,

102, 115-138.

, 1974 b : A comparison of three-and two-dimensional numerical prediction of sea breezes. J. Atmos. Sci., 31, 1577-1585.

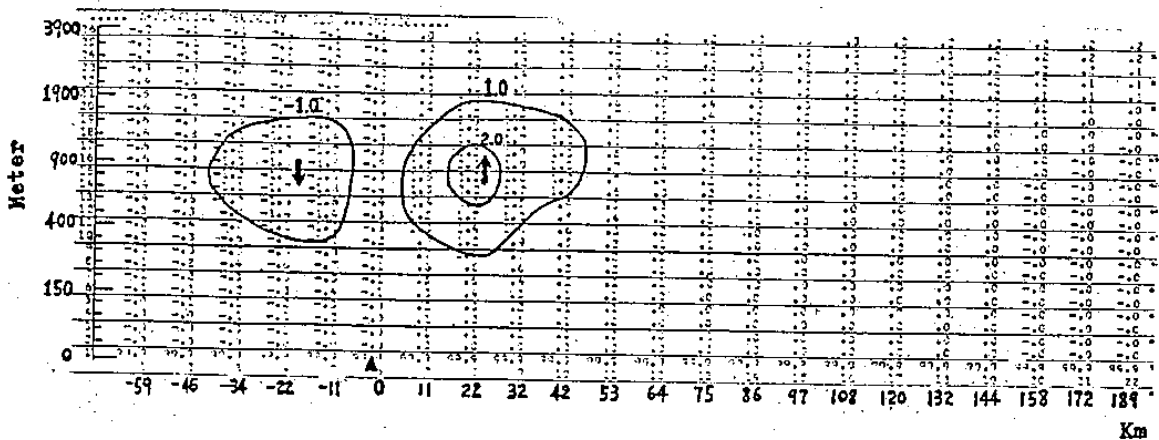
Sahashi, 1981 : Numerical experiment of land and sea breeze circulation with undulating orography. J. Met. Soc. Japan, 59, 361-172.



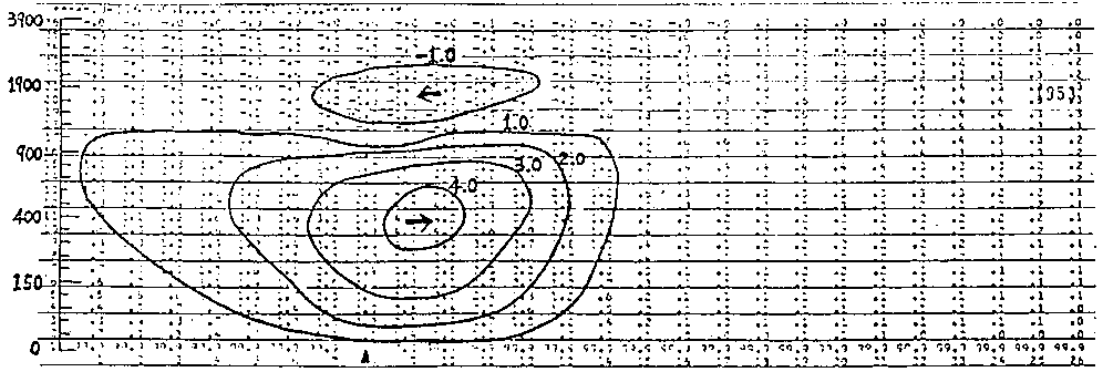
注意：後面所示之結果已將新座標直接內插回原來之直角座標

圖一、(平坦地形) 1200 L時計算所得垂直海岸的水平速度場而以米/秒為單位。三角形的記號 Δ代表海岸的位置。水平格點相對於海岸的距離以公里為單位。至於垂直的格點間距如下：

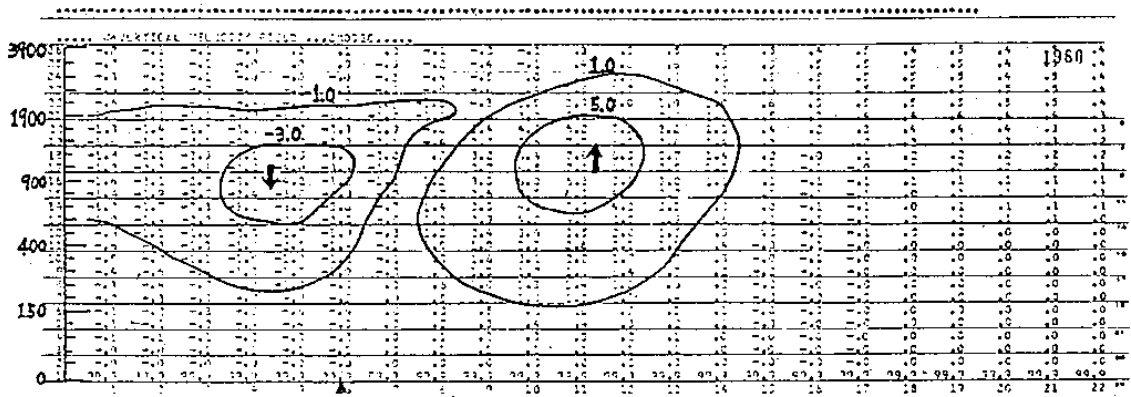
1—6 : 30m , 7—11 : 50m , 12—16 : 100m , 17—21 : 200m 22—26 : 400m



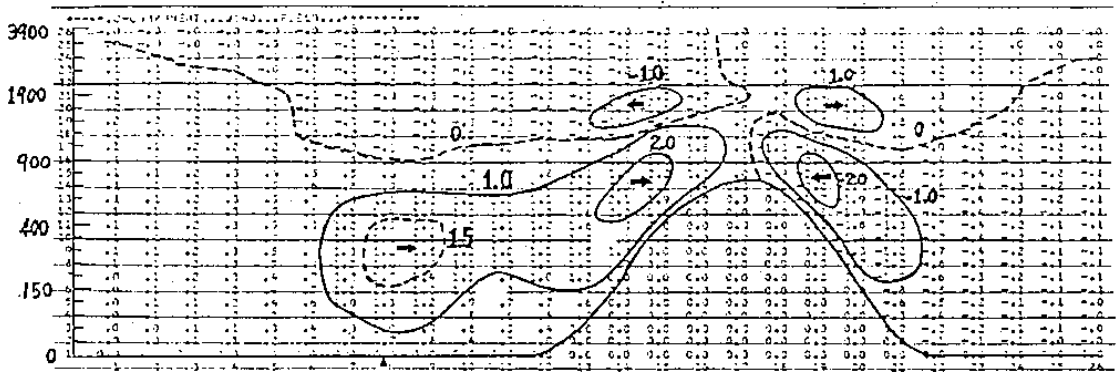
圖二、(平坦地形) 1200 L時計算所得，以厘米/秒為單位的垂直速度場其他各種符號的意義和圖一相同



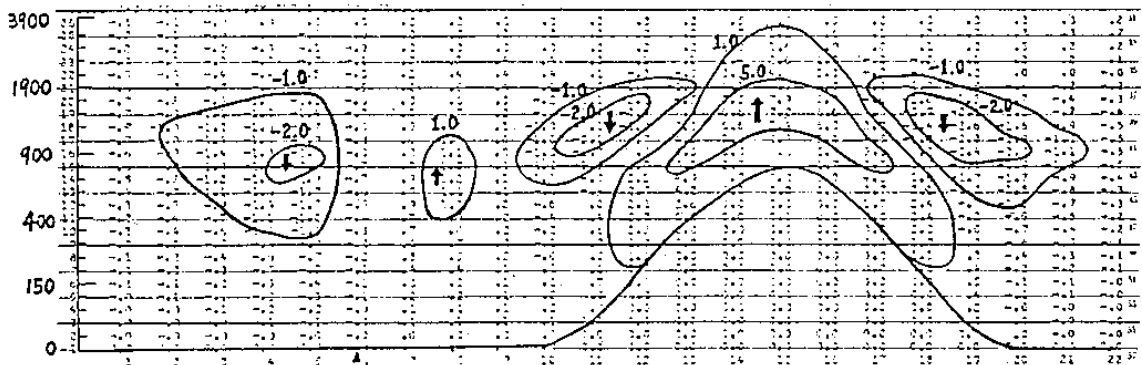
圖三、1600 L時垂直海岸的水平速度場，餘者與圖一相同



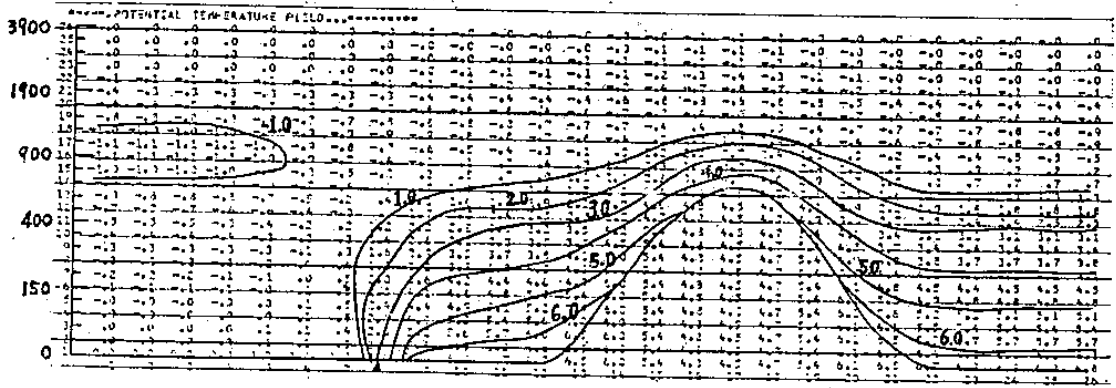
圖四、1600 L時的垂直速度場，餘者與二相同



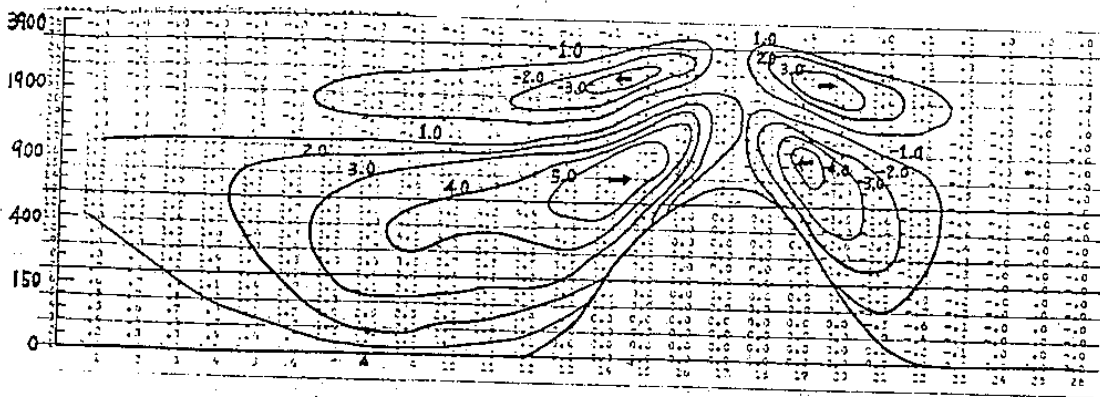
圖五、(A類地形) 1200 L時的水平速度場，餘者與圖一相同



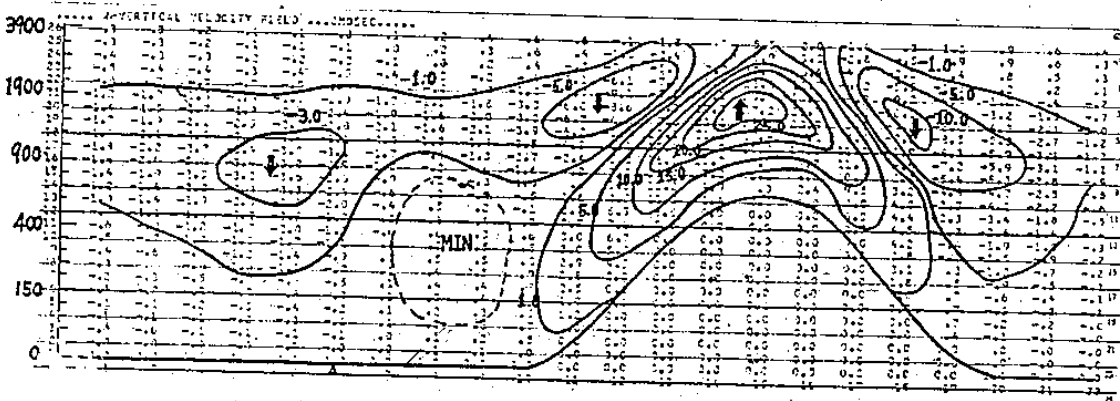
圖六、1200 L時的垂直速度場，餘者與圖2相同



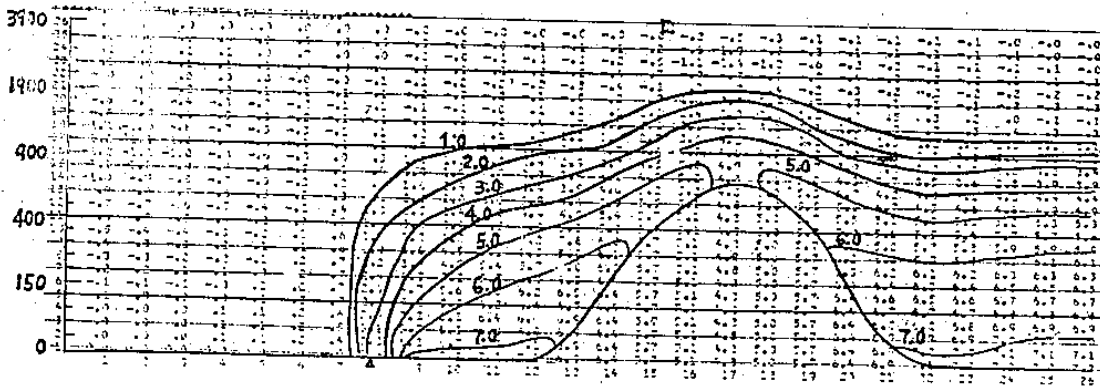
圖七、1200 L 時的位溫差異場



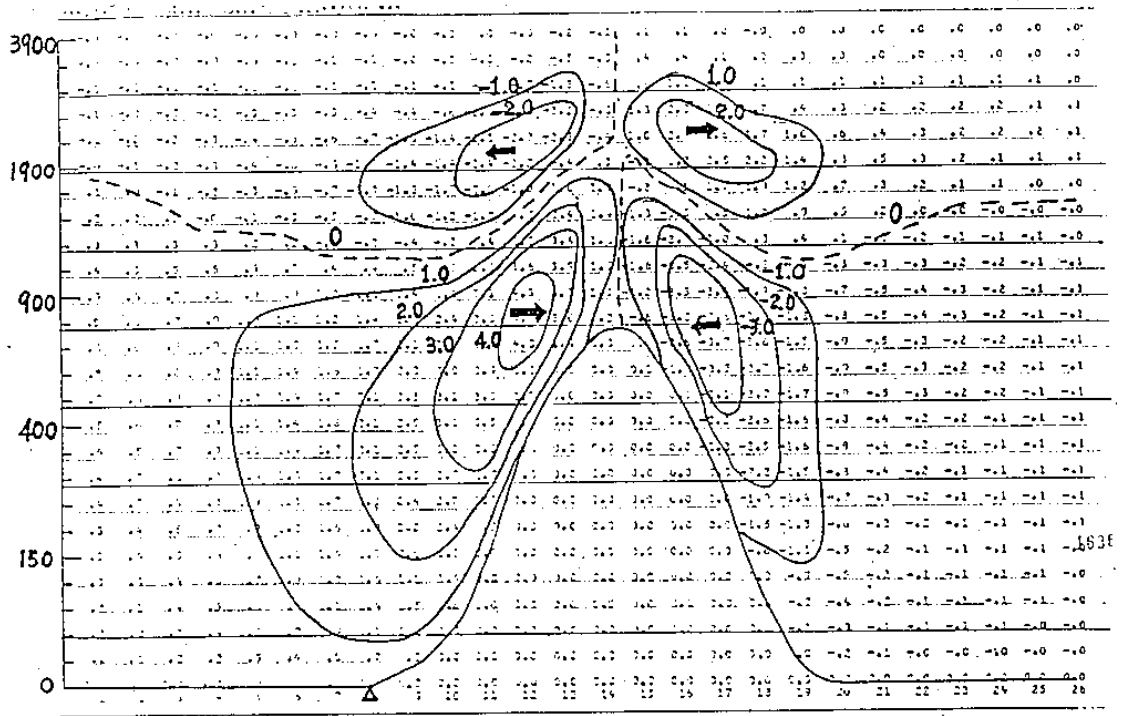
圖八、1600 L 的水平速度場，餘者與圖一相同



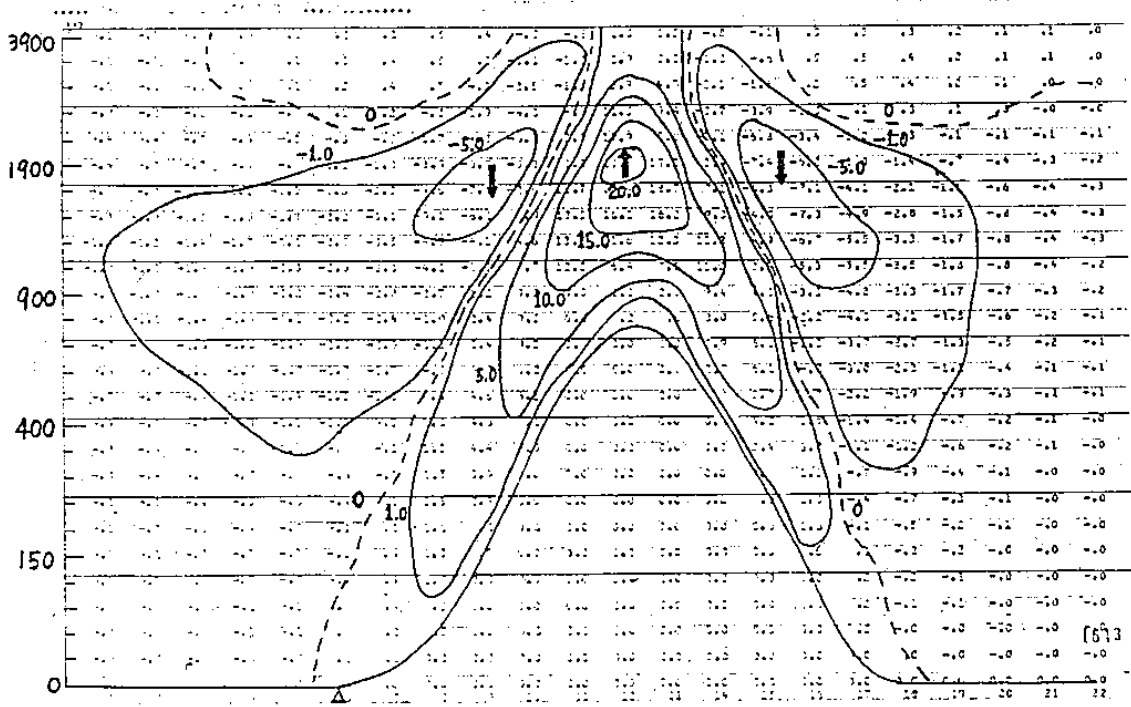
圖九、1600 L 時的垂直速度場，餘者與圖二相同



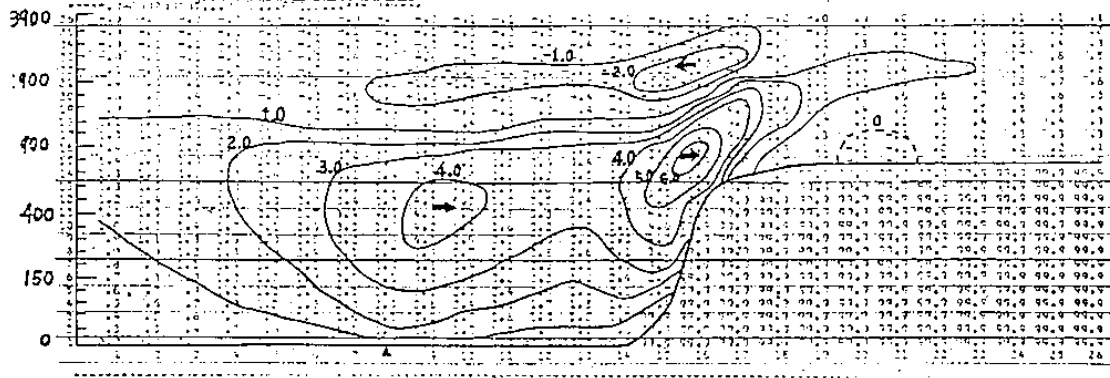
圖十、1600 L 時的位溫差異場



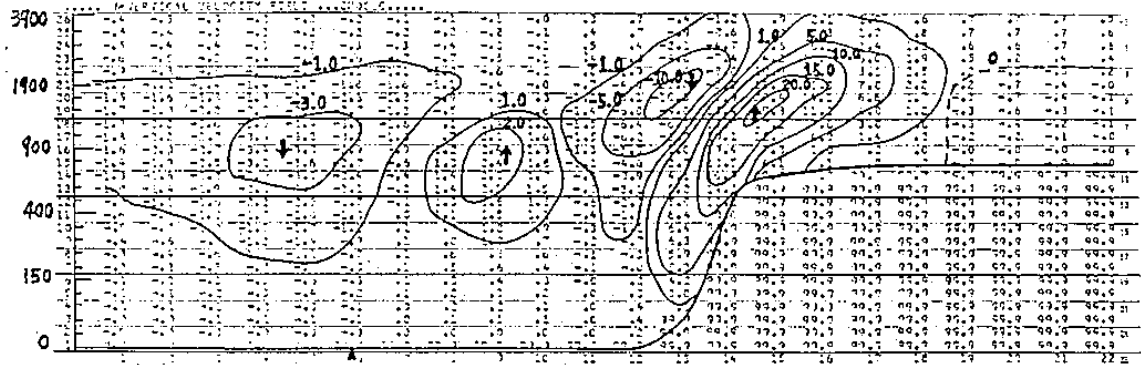
圖十一、(B類地形) 1600 L時的水平速度場，餘者與圖一相同



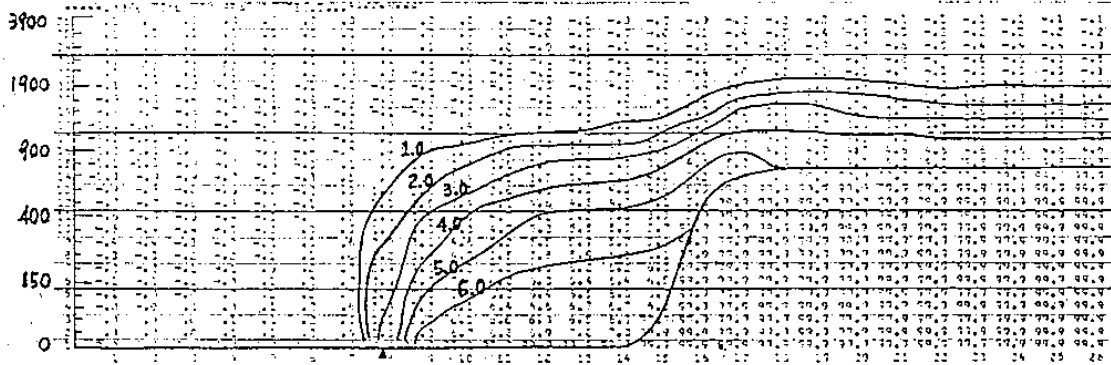
圖十二、1600 L時的垂直速度場，餘者與圖2相同



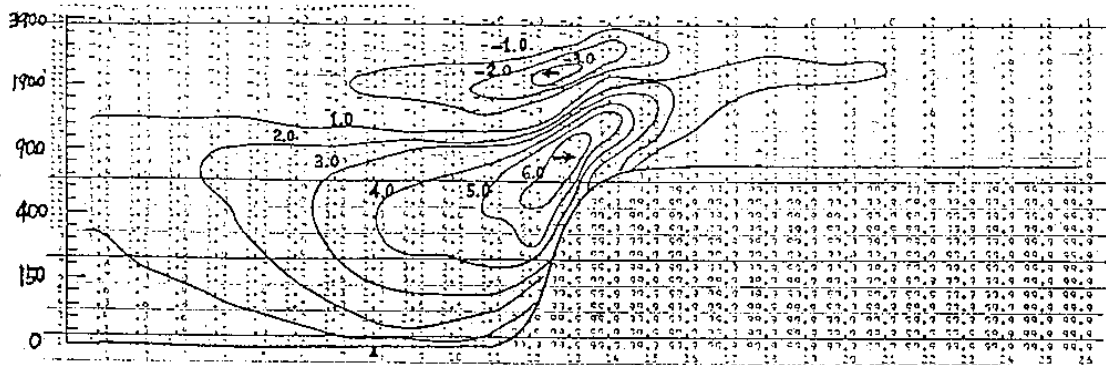
圖十三、1600 L時的水平速度場，餘者與圖一相同



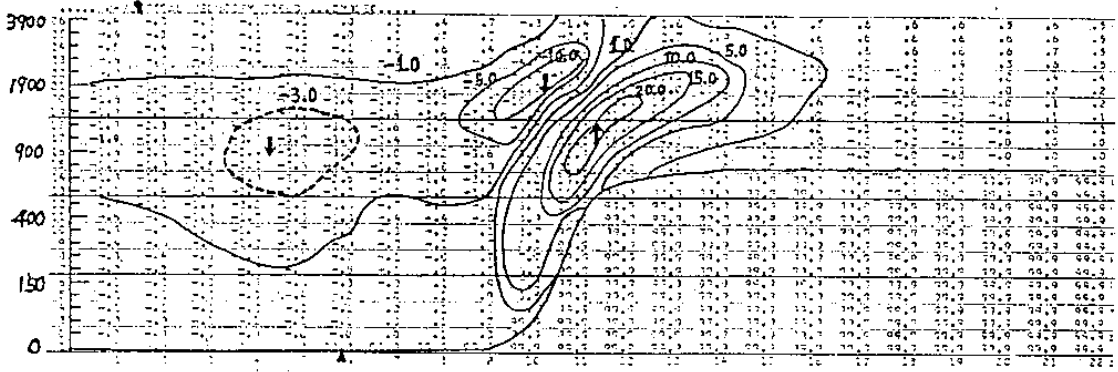
圖十四、1600 L時的垂直速度場，餘者與圖二相同



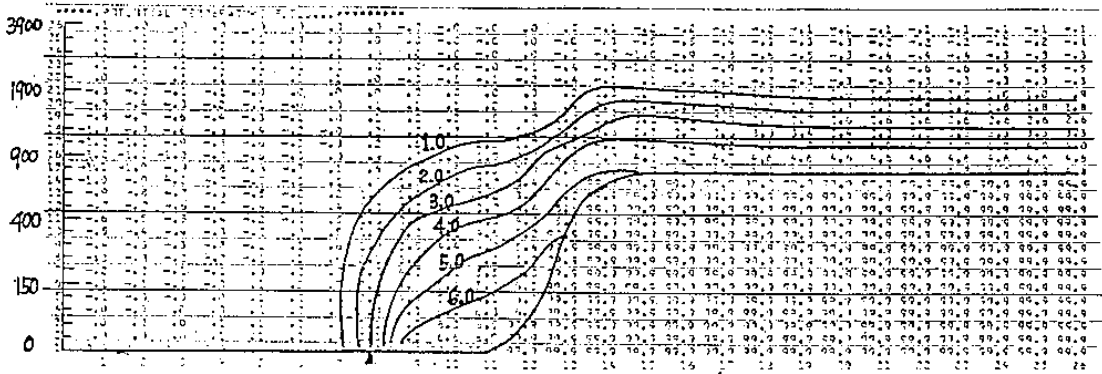
圖十五、1600 L時的位溫差異場



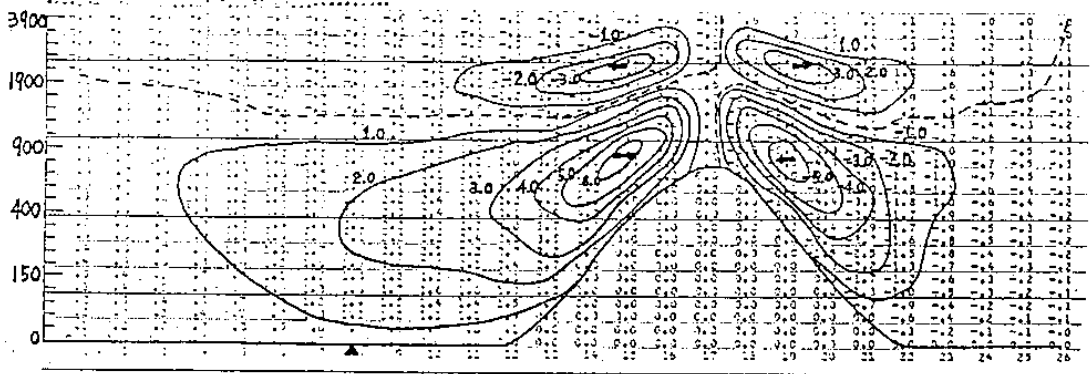
圖十六、(D類地形) 1600 L時的水平速度場，餘者與圖一相同



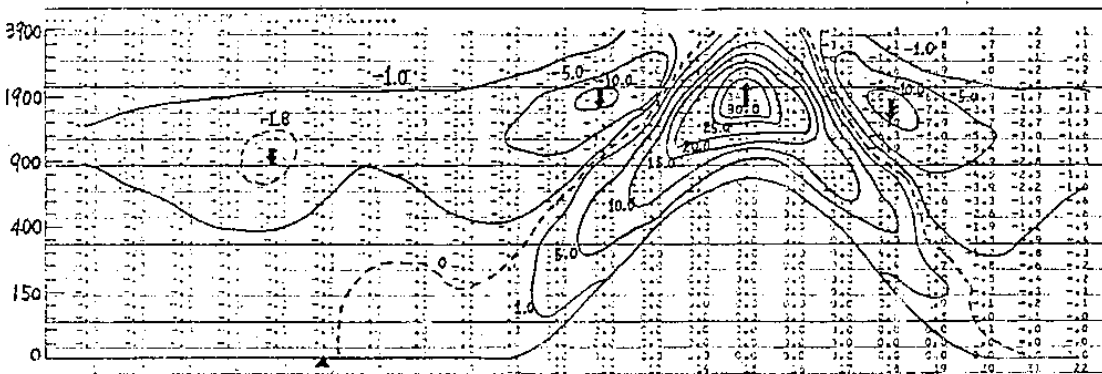
圖十七、1600 L時的垂直速度場，餘者與圖二相同



圖十八、1600 L時的位溫差異場



圖十九 (A類地形) 1600 L時的水平速度場，餘者與圖一相同



圖二十 1600 L時的垂直速度場，餘者與圖二相同

Land-Sea Breeze Circulation in Taiwan Area

Part I: Simple Topography

Siu-shung Hong & Pay-liam Lin
Graduate Institute of Atmospheric Physics
National Central University

ABSTRACT

Effects of topography on the land-sea breeze circulation are investigated by a two-dimensional numerical model. Our main purpose is to seek understanding of the dynamics rather than the detailed results involved in the modification process of the land-sea circulation by topographic inhomogeneities. We find that buoyancy effects induced by the slopes of the topographic obstacles are able to significantly alter the circulation. The maximum wind and horizontal divergence may occur far away from places where they are supposed to occur when topography is not included.

Several cases are carefully studied in this research in which the shape and the distance away from the land sea intersection of the topographic obstacles differ. According to the results of model calculation we conclude that topography has absolute importance on the land-sea circulation. Not only the shape of the obstacle but the distance between the coastline and the obstacle as well may determine the magnitude and pattern of the circulation.

