

線狀對流雨帶內部擾動氣壓場之診斷分析

游政谷 周仲島
台灣大學大氣科學研究所

摘要

本研究的主要目的是利用氣壓診斷方程對發生在TAMEX期間6月16日(IOP10)之線狀對流雨帶進行定量診斷分析，以期能夠確切且詳盡地了解對流內部擾動氣壓場分佈的物理成因。

分析結果顯示，本個案雨帶內部擾動氣壓場的分佈在低對流層主要由潛熱釋放增溫之熱浮力效應所控制，動力效應與水滴拖曳效應對於擾動氣壓場的貢獻則較微弱。此不同於過去在中緯度所觀測的積雲或飈線對流，其內部的擾動氣壓場常由動力效應所主控。不過在中對流層，透過對流上沖流與垂直風切交互作用所產生的動力壓，仍是一個不可忽略的物理過程。這是由於本個案的環境在中對流層具有顯著的跨越雨帶風切，加上對流區的垂直速度在中對流層達最強，所以增加了垂直風切與上沖流交互作用的動力效應。除此之外，雨帶對流前緣的低層高壓是透過東南暖溼氣流接近強降水區時減速(輻合)所產生的；在低層缺乏顯著正浮力的環境條件之下，此動力壓所提供的垂直向上氣壓梯度力，將有助於低層對流的發展。

一、前言

雲內伴隨的擾動氣壓是決定雲內空氣運動重要的動力參數，它對於深對流的效應也已經被許多數值雲模式所檢視與強調。就實際發生在大氣中的對流雲，飛機進入雲內觀測是直接能獲得擾動氣壓的唯一方法。不過近幾年來由於都卜勒雷達資料及熱力反演法的廣泛應用，使我們逐漸了解擾動氣壓在各種不同型態的對流降水系統(鋒面對流、飈線等等)所扮演的角色。

然而過去絕大多數的觀測研究對於降水系統內部的擾動氣壓場，僅限於其結構分佈的描述或討論它可能對於對流的影響，至於擾動氣壓場分佈的物理成因常為定性上的說明，而且缺乏較定量的分析。本研究的主要目的就是利用氣壓診斷方程對熱力反演法所求出的擾動氣壓場進行定量診斷分析，以期能夠確切且詳盡地詮釋對流內部擾動氣壓場分佈的物理過程。我們選取的個案是1987年TAMEX期間6月16日(IOP10)發生在台灣東南方海域之線狀對流雨帶。本個案P3飛機的飛行觀測路徑與雙都卜勒風場合成區域如圖1所示。P3飛機大約在1430UTC到達

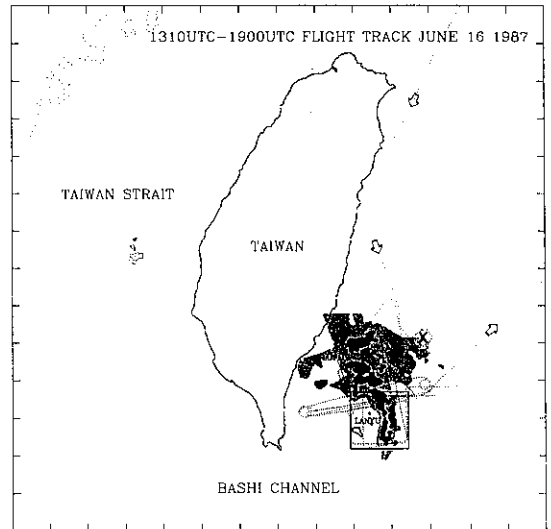


圖1 本個案主要的降水回波分佈與P3飛機觀測路徑。點線為飛行觀測的路徑。小正方形(54×54公里)為假雙都卜勒風場合成的區域，符號x代表P3飛機從5000公尺下降到300公尺的位置。

雨帶東北側位置，然後對此系統進行17個“L”形狀的都卜勒飛行路徑及4個飛行路徑較長的動量通量飛行路徑，P3飛機大約在1830UTC飛離觀測區域。在飛機觀測期間，對流雨帶並沒有明顯的系統性移動，接近滯留。關於本研究三維風場的獲得與熱力反演法

可參考周與游(1991)及游(1995)。

本報告第二章說明伴隨此線狀對流雨帶的環境條件；包括熱力性質與環境風切。第三章簡要描述對流雨帶的運動場與熱力反演結構。第四章推導一氣壓診斷方程並對診斷方法作詳細的介紹。第五章報告診斷分析結果。最後我們作一總結。

二、環境條件

對流區域的環境熱力條件我們整合1200UTC綠島探空及1416UTC到1434UTC in-situ資料(此時飛機大約從5000公尺下降到300公尺，位置標示於圖1)的合成探空來代表，如圖2所示。合成探空中529mb以下是in-situ資料，529mb以上是綠島探空資料。中低對流層不用綠島探空資料是因為綠島區域此時已受到一些微弱對流降水的影響，而無法確切代表未受對流影響之環境熱力性質。然而P3飛機此時的位置正處於對流雨帶東北側的位置，仍無法有效代表東南暖溼氣流的熱力性質。因此我們利用飛機在雨帶東南側不同高度飛行觀測時的in-situ資料(圖2中的三角形標記)來代表中低對流層供給對流發展的東南暖溼氣流。

由合成探空可看出低對流層雨帶東北側與東南側之環境熱力性質有明顯的差異。在雨帶東北側除了800mb到600mb之間存在一相對較乾的東南來氣流之外，其他的中低對流層環境大氣非常潮溼且接近飽和。850mb以下的環境呈現出相當穩定的性質，溫度隨高度的變化趨近於溼絕熱遞減率。這可能是低對流層環境已受到先前層狀性降水影響而趨向於飽和且穩定的結果。然而在雨帶東南側的熱力性質則顯得較不穩定，舉升凝結高度(LCL)與自由對流高度(LFC)均相當的低(約300公尺)，對流可用位能為 $2300\text{ m}^2\text{ s}^{-2}$ 。顯然環境具有明顯的對流不穩定度，相當有利對流的發展。

圖3為合成探空的風徑圖。氣流由300公尺的東風漸漸轉變成5公里的南南東風。6公里以上主要由西風所主導，偶而有一些微弱的北風分量或南風分量伴隨在其中。基本上本個案的環境風切主要有兩個方向。環境3公里以下的風速隨高度並沒有變化，

不過風向卻有明顯的順轉(此乃伴隨低層的暖平流)，垂直風切主要來自於風向的變化，風切向量指向北北東方；約略和對流雨帶成 30° 的夾角。環境3公里以上的風切指向東南東方，和雨帶有明顯的交角。第五章我們將會討論由於環境風切在不同高度具有不同的方向對於雨帶內部氣壓場的影響。

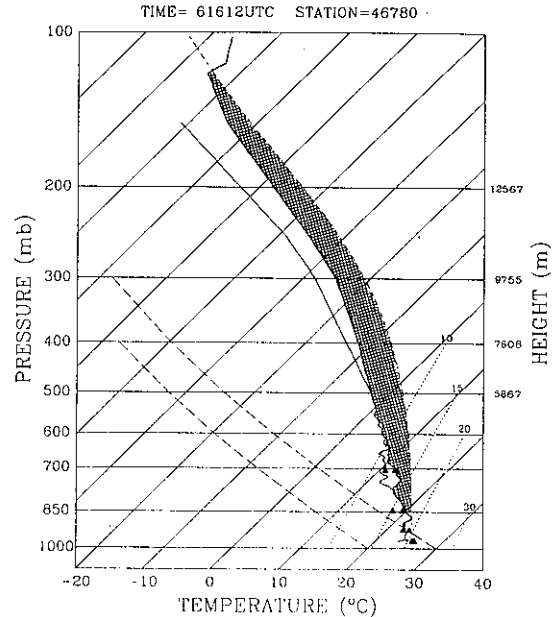


圖2 合成探空斜溫圖。粗實線代表溫度線，細實線代表露點線，短虛線代表空氣塊從310公尺絕熱舉升的各層空氣塊的溫度線(當空氣塊到達LCL後乃沿著溼絕熱線上升)。陰影區代表空氣塊的溫度高於環境的溫度；即所謂的正能量區。實心三角形為飛機在雨帶東南側不同高度所量測到的溫度與露點溫度。

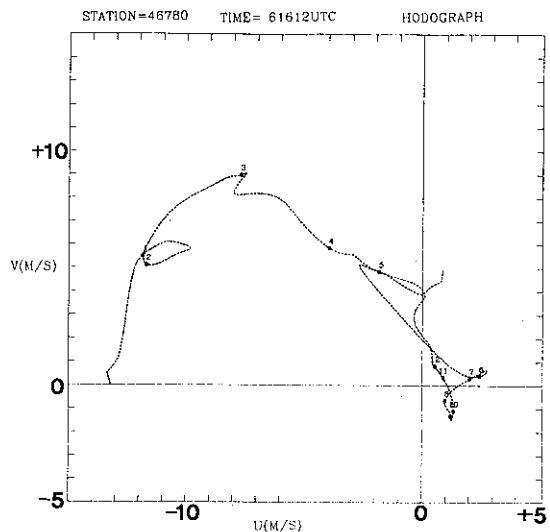


圖3 合成探空之風徑圖。粗點為每公里的高度位置，數字單位為公里。

三、運動場及熱力場反演結構

圖4(a), (b), (c), (d)為2.5公里的降水回波及風場、垂直速度、擾動氣壓與擾動溫度之水平分佈。降水回波呈南北走向的線狀結構。風場主要反應出環境東南來的氣流，而雨帶西側為較微弱沿著雨帶走向的南來氣流。事實上低對流層的風場除了0.5公里在雨帶西側有北風分量外，其他位置及高度風場皆由東南風或南風主導。

在觀測範圍內，上沖流的中心皆位在最強回波的東側且伴隨著低壓(-0.2 ~ -0.3mb)，局部低壓中心皆位於上沖流中心的東側。一般而言，上沖流具有正的雲擾動虛位溫(+0.3 ~ +0.8°C)，顯示凝結潛熱釋放增暖效果。下沖流存在於下沖流的東側且伴隨較微弱的雲擾動虛位溫。本個案的LCL相當低(約300公尺)而且環境相當潮濕，所以逸入過程造成雲滴蒸發冷卻的效應可能相當微弱；因此雲底高度以上的上沖流位置具有正的擾動溫度是可預期的。

圖5(a), (b), (c), (d)為5.5公里的降水回波及風場、垂直速度、擾動氣壓與擾動溫度的水平分佈。降水分佈與低層類似，而分析區域的北邊氣流已轉成西南風。上升運動存在二個上沖流中心，其垂直速度可達5m/s。氣壓場的結構與低層有明顯差異。上沖流中心兩側存在高壓(+0.2mb)-低壓(-0.3mb)偶狀結構，而最大氣壓梯度的方向與中層環境風切的走向一致(參圖3)。正擾動溫度最大值的位置與上沖流中心位置一致，顯示中層上沖流具有相當強的浮力效應。值得一提的是，正擾動溫度中心與低壓中心的位置已不再一起，這隱含著中層氣壓的分佈似乎不完全是由浮力效應所控制。至於高對流層的熱力擾動則相當微弱，不過類似中層的配置。

爲了能夠較完整顯現出雨帶的熱力垂直結構，我們垂直剖面選取在主要上升運動區及平行中層環境風切方向，位置如圖5(a)所示。低層的東南暖溼氣流由雨帶東側進入，而在對流前緣有著明顯的輻合帶(圖6, x=20公里)，此輻合帶將低層環境不穩定的空氣向上抬舉造成對流能量的釋放。除了雨帶東側2.5到5.5公里存在一微弱下降運動(約1 m/s)且

伴隨著相當微弱的擾動溫度外，其他強回波區皆伴隨著上升運動(垂直速度可達5m/s)且具有正的擾動溫度值。在低層跨越雨帶兩側並沒有顯著的溫度對比，不過對流前緣的低層是負擾動溫度，這可能是低層未飽和空氣進入降水區使得雨滴、雲滴蒸發冷卻的結果。如圖2所示，環境大氣在中低對流層相當潮濕，冷卻效應會較微弱，因此負擾動溫度的振幅也就不大。然而在高對流層的負擾動溫度的振幅顯然較大，這可能是高層環境較乾使得雲頂逸入過程顯著。不過高層都卜勒資料區域範圍較小，因此也減少了高層熱力性質的代表性。

擾動氣壓場最顯著的特徵是在跨越上沖流中心的兩側存在高壓-低壓偶狀結構，不過低壓的擾動值(-0.3mb)比高壓的擾動值(+0.1mb)略大一些。由於高低壓位於環境風切方向而且氣流在上沖流附近似乎沒有明顯被減速，因此透過上沖流與環境風切交互作用所產生的動力壓(Rotunno and Klemp, 1982)或許在雨帶中對流層相當重要。另外有一低壓中心位於x=27, z=2.5公里處且伴隨正的擾動溫度值，此低壓的存在可能與低對流層的凝結潛熱釋放有關。如先前所分析的，這個低壓不是局部的低壓，而是中低對流層沿著雨帶發展的低壓帶(圖4(c))。

在對流前緣有一低層的高壓，此高壓的存在似乎與低層暖溼內流氣流(moist inflow)在輻合帶區域的減速有關。我們要指出的是，許多颶線觀測研究也顯示在對流前緣低層存在一高壓，此高壓的存在提供低層強有力的強迫作用去舉升對流前緣的暖溼空氣(Roux et al., 1984; Roux, 1988)，而高壓的發生是透過對流後緣低層後往前氣流(rear to front flow)與對流前緣空氣相遇所強迫出的。然而本個案在上沖流後緣的強回波區並沒有伴隨對流尺度下沖流或是因降水所產生的外流(outflow)，而低層的後往前氣流(rear to front flow)也不存在；換句話說，直接透過對流本身所引發的動量強迫相當微弱。可預期的，此高壓發生的物理過程與颶線是不相同的。我們將在第五章進一步探討以上這些壓力分佈的物理成因。

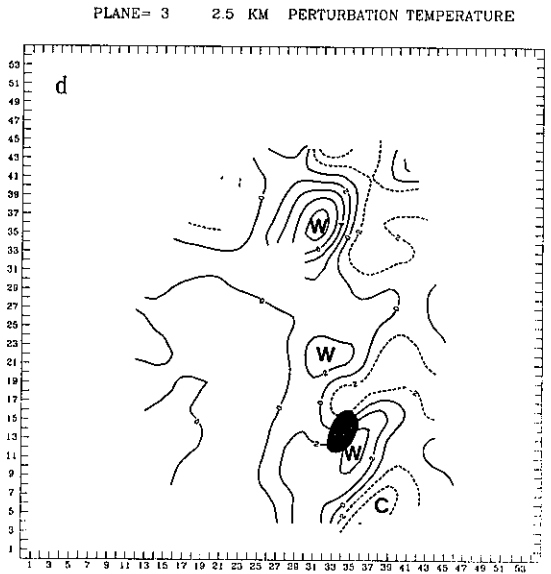
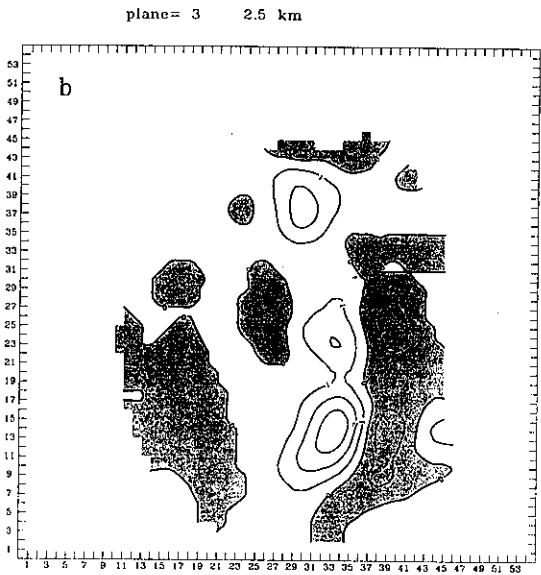
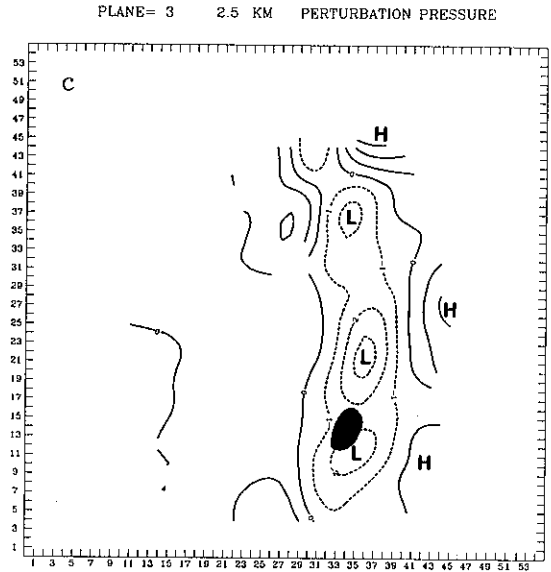
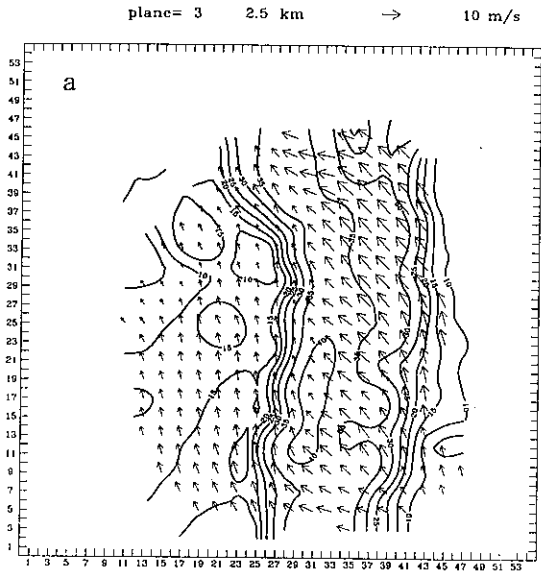


圖4 1546-1556UTC之2.5公里運動場與熱力場水平結構。(a)為降水回波與水平風場分佈。實線為回波等值線，間距為5dBz。(b)為垂直速度場分佈，實線代表正值，虛線代表負值，等值線間距為1m/s；陰影區代表垂直速度小於零的區域。(c)為擾動氣壓場分佈。實線為正值而虛線為負值，等值線間距為0.1mb；"L"與"H"分別代表局部的低壓中心與高壓中心。垂直速度大於3m/s的區域用深陰影標示出，垂直速度小於-1m/s的區域用淺陰影標示出。(d)為擾動溫度場分佈。實線為正值而虛線為負值，等值線間距為0.2°C；"W"與"C"分別代表局部的暖中心與冷中心。同樣的，垂直速度大於3m/s的區域用深陰影標示出，垂直速度小於-1m/s的區域用淺陰影標示出。

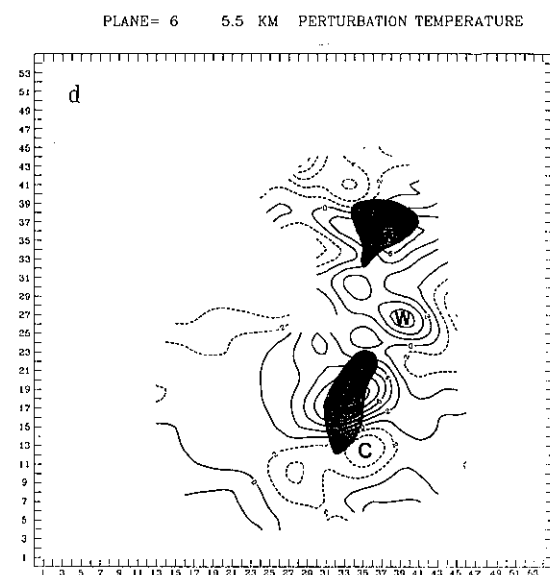
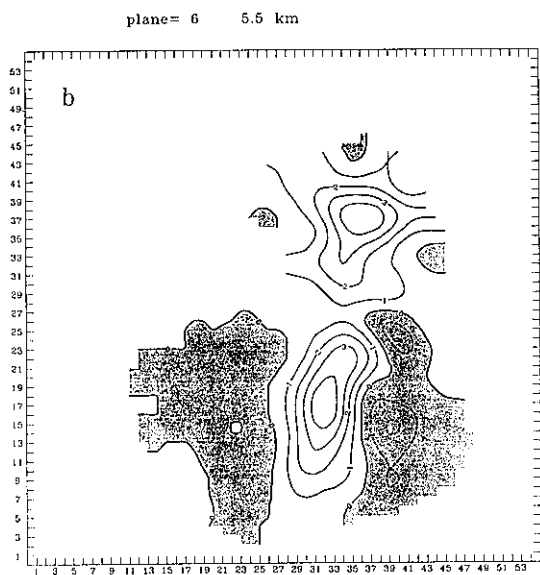
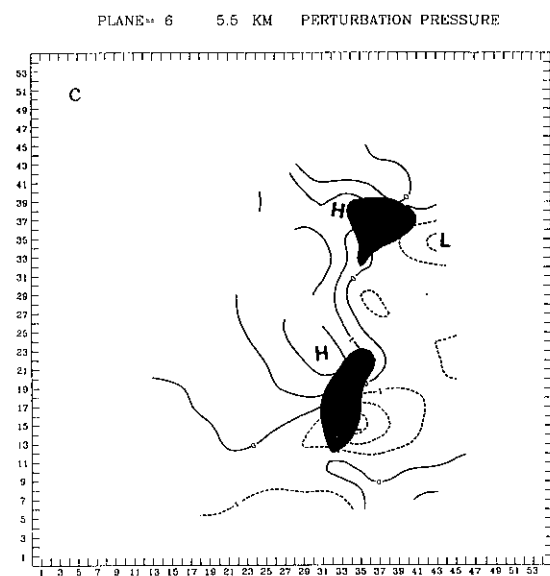
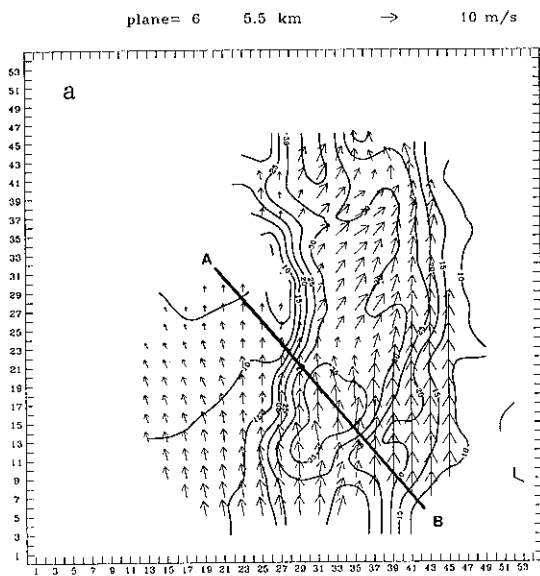


圖5 同圖4，但為5.5公里的高度。(a)中的AB粗實線為垂直剖面的位置。

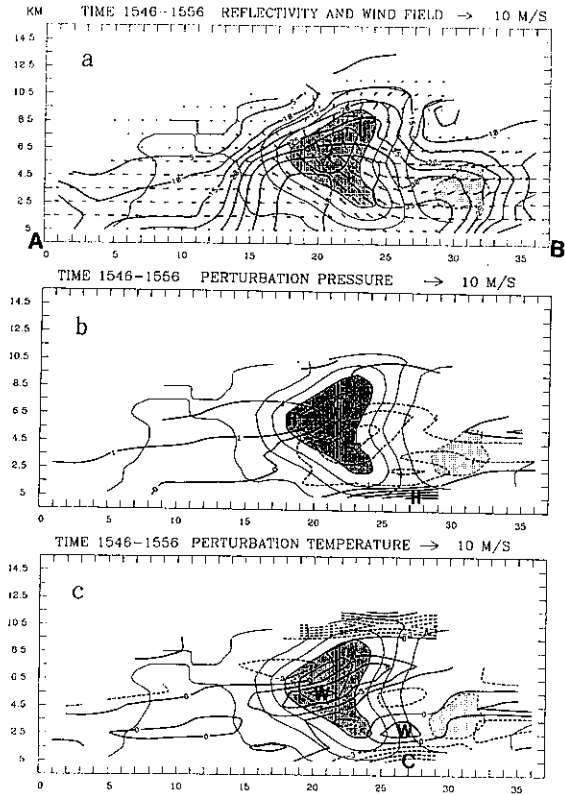


圖6 運動場與熱力場垂直結構。(a)為降水與運動場，(b)為擾動氣壓場，(c)為擾動溫度場。剖面的位置(AB)可參考圖5(a)。(a)中的粗實線為回波等值線，間距為5dBz。(b)中的粗(虛)線分別代表正(負)擾動氣壓等值線，間距為0.1mb。(c)中的粗(虛)線分別代表正(負)擾動溫度等值線，間距為0.3°C。(a)、(b)、(c)中的細實(虛)線分別代表垂直速度正(負)的等值線，間距為1m/s。而深陰影區代表垂直速度大於3m/s，而淺陰影區代表垂直速度小於-1m/s。

四、氣壓診斷的方程與方法

為了有助於了解本個案對流動力過程，我們利用氣壓診斷方程來探討雨帶內部擾動氣壓分佈的物理成因。忽略科氏力及摩擦效應之動量方程可寫為：

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla P' - \frac{C_v P'}{C_p P_0} g \hat{k} + \frac{\theta'_{vc}}{\theta_{v0}} g \hat{k} - q_r g \hat{k} \quad (1)$$

(1)式左邊為加速度項，右邊等一項為氣壓梯度力項，第二項為氣壓浮力項，第三項為熱浮力項。第二項及第三項之和即為一般浮力項之定義，代表由

於雲內密度不均勻所造成垂直方向的加速，可寫成

$$-g \frac{\rho'_c}{\rho_0} = -\frac{C_v P'}{C_p P_0} g + \frac{\theta'_{vc}}{\theta_{v0}} g \quad (2)$$

這裡須注意的是浮力項包含了雲滴的拖曳效應，即 $\theta'_{vc} = \theta'_v - \theta_{v0} q_c$ ； $\rho'_c = \rho' + Lq$ 。 Lq 為雲內水含量(liquid water content)， q_c 為雲滴混合比， θ'_v 為擾動虛位溫。(1)式第四項為雨滴拖曳項。

對(1)式取輻散微分因子 $\nabla \cdot$ ，並利用非彈性連續方程 $\nabla \cdot \rho_0 \vec{v} = 0$ ，可得到與時間微分無關的氣壓診斷方程：

$$\nabla^2 P' = -\rho_0 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + 2 \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} + 2 \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z} - w^2 \frac{d^2 \ln \rho_0}{dz^2} \right] + \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(-\rho_0 \frac{C_v P'}{C_p P_0} g + \rho_0 \frac{\theta'_{vc}}{\theta_{v0}} g \right) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho_0 q_r g) \right] \quad (3)$$

由(3)式可清楚知道擾動氣壓場的分佈取決於由風場所主導的動力強迫項及由浮力所主導的浮力強迫項。(3)式中的A項，在物理上代表流體動能在空間的分佈；即 $\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \propto \nabla^2 \left(\frac{1}{2} \vec{v} \cdot \vec{v} \right)$ 。基本上動能大的區域伴隨低壓，動能小的區域伴隨高壓，為白努利效應的表徵(Yau, 1979)。就數學上而言，A項對於擾動氣壓場必為正貢獻。B1-3項代表流體風切程度的大小。就純旋轉流體而言，此項的大小與渦度的平方成正比；即 $2 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + 2 \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} + 2 \frac{\partial w}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z} \propto \vec{\omega} \cdot \vec{\omega}$ ， $\vec{\omega}$ 為三維的渦度。因此不論正渦度(氣旋式旋轉)或負渦度(反氣旋式旋轉)皆對擾動氣壓場為負貢獻；旋轉愈強氣壓也就愈小，物理上可看成是旋轉風平衡的特性(氣壓梯度力與離心力的平衡)。C項代表基本場密度隨高度的變化效應，在一般的大氣環境條件之下其值很小，我們忽略不計。D項及E項為浮力與水滴拖曳垂直差異所導致的氣壓貢獻。(3)式可簡化寫成

$$-P' \propto \nabla^2 P' = -Dy + \frac{\partial B}{\partial z} \quad (4)$$

Dy 代表動力強迫項， $\frac{\partial B}{\partial z}$ 代表浮力強迫項。因為熱力反演出的氣壓及溫度擾動場只是相對於擾動的水平面積平均，所以無法直接運用(4)作為診斷。為了了解是何種物理過程導致氣壓在水平的差異，我們將(4)式作水平平均後再減去原來得式子得到

$$P^* \propto Dy^* - \frac{\partial B^*}{\partial z} \quad (5)$$

$$P^* = P' - \langle P' \rangle, Dy^* = Dy - \langle Dy \rangle, B^* = B - \langle B \rangle$$

(5)式表明了反演出擾動氣壓場的水平分佈取決於動力強迫項水平的偏差與浮力強迫項的水平偏差。利用(5)式作診斷的優點在於每項的值都是相對於水平面積平均，所以直接能從雷達風場資料及熱力反演的擾動場獲得。缺點在於只能判斷出氣壓水平分佈的物理成因，而至於擾動氣壓場的絕對大小及垂直變化則須利用(4)式。從(4)式推導到(5)式須注意的就是浮力垂直微分的水平面積平均值等於浮力水平面積平均值的垂直微分；即 $\langle \frac{\partial B}{\partial z} \rangle = \frac{\partial \langle B \rangle}{\partial z}$ 。基本上這個等式是永遠成立的，但由於雷達資料先天上的限制，不同高度資料區域可能不完全相同，使得誤差會產生。然而慶幸的是在我們分析的都卜勒資料中，除了最低層0.5公里的資料區域較小以外，其他相臨兩個高度面的資料點皆類似，因此所產生的誤差應相當小。

五、診斷分析結果

圖7(a)、(b)、(c)分別為2.5公里高度的強迫項總合、動力項及浮力項的水平分佈。基本上強迫項的總合與擾動氣壓場分佈相當一致；正的強迫值伴隨高壓，負的強迫值伴隨低壓，而局部負強迫值中心與低壓中心位置相同。沿雨帶方向的低壓帶，其主要的強迫項是由浮力效應所貢獻(圖7(c))，動力強迫項相當微弱(圖7(b))，不過基本上對低壓也有所正貢獻。若我們進一步檢視個個強迫項(如圖8所示)可知動力強迫項中除了B2項以外，其餘項的貢

獻皆相當微弱。實際上動力強迫項只反應了B2項的效果。浮力項(D項)為浮力強迫項中最主要的貢獻項，而水滴拖曳垂直變化的貢獻很微弱(E項)。這些計算結果可由雨帶的運動場及熱力場看出一些端倪。例如中低對流層的氣流在穿越強回波區或上沖流區時並沒有明顯的減速，所以白努利效應不大是可預期的(A項)。由圖4(a)可知道水平風場沒有伴隨旋轉氣流，因此B1項也就不大。雨帶內部上沖流皆沿著雨帶方向排列，使得垂直速度沿雨帶方向的梯度不大($\frac{\partial w}{\partial y}$ 小)，所以B3項的貢獻不大。浮力場中，由於潛熱釋放效應在中對流層達最大，使得最暖高度在中對流層，因此一般而言浮力項在低對流都是負貢獻。

由上面分析得知，對流雨帶在低對流層的低壓帶主要是透過對流區凝結潛熱釋放增暖的靜力反應而來，而類似的結構特徵在其他熱帶線狀對流雨帶或颶線也曾被觀測過(LeMone, 1983; Roux, 1988; Lin et al., 1990)。不過在中緯度所觀測到的積雲或颶線，其內部的擾動氣壓場常由動力效應所控制(LeMone et al., 1987; Lin et al., 1986)。會導致如此的差異，可能與環境風切以及垂直速度在垂直方向分佈不同有關。中緯度的環境常具有顯著的垂直風切，其對流內部低對流的垂直速度常可達到一定的強度，因此動力效應在低對流便可能相當顯著；然而熱帶地區的對流常由浮力項所控制，低對流層的垂直速度一般較微弱，且加上環境風切較微弱，因此動力效應在低對流層不強是可預期的。

對流雨帶在中對流層的強迫項仍由浮力強迫項所主導(圖9(a)、(b)、(c))。潛熱釋放增溫的效果在中對流層達最大，中對流層以上高度正擾動溫度便慢慢減小，所以浮力強迫項在此高度的貢獻已由中低對流層的負貢獻轉變成正貢獻(大部分區域)。然而與低對流層不同的是氣壓場已不是完全由浮力強迫項所控制。例如在對流上沖流下風切處的低壓(X=34, Y=16)是浮力強迫項與動力強迫項皆有貢獻，而且強迫項的大小相當類似(約 $-9 \times 10^{-6} s^{-2}$)。若進一步分析動力與浮力強迫項中的各個項(如圖10)，

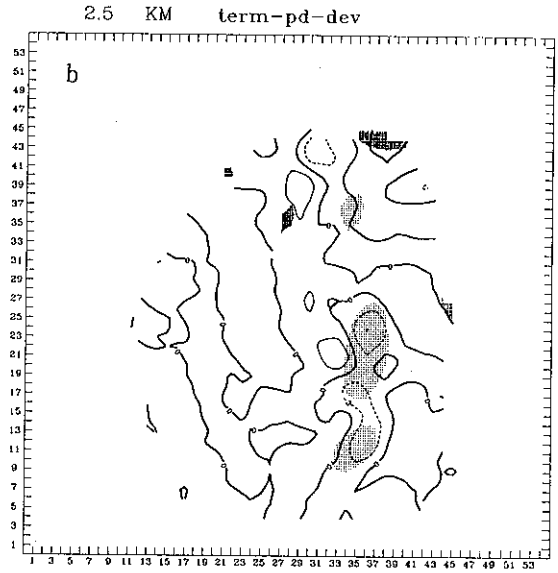
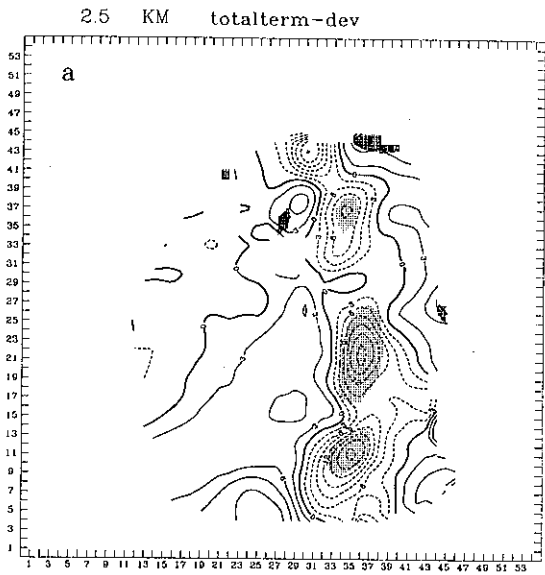
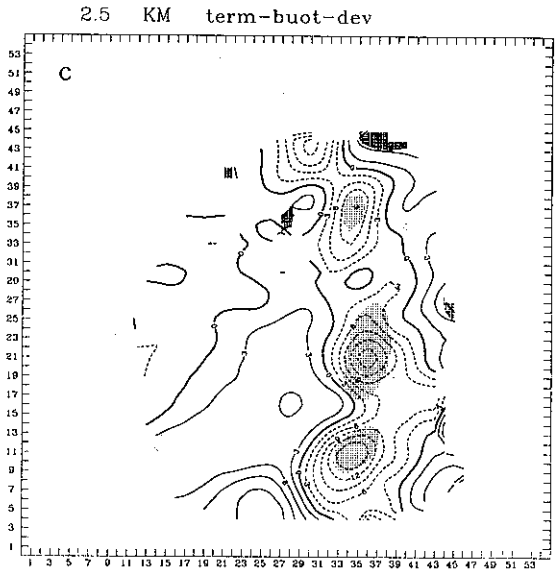


圖7 2.5公里相對於水平平均的擾動氣壓強迫項 (a)、動力強迫項(b)與浮力強迫項(c)。等值線間距為 $3 \times 10^{-6} \text{ kgm}^{-3} \text{ s}^{-2}$ ，實線為正值而虛線為負值。深陰影區代表擾動氣壓大於0.2mb，淺陰影區代表擾動氣壓小於-0.2mb。



可知道此低壓最主要的貢獻為B2與D項。換句話說，除了浮力項之貢獻外，動力效應的增加是透過跨越雨帶垂直風切與上沖流交互作用的結果 ($\frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z}$)。不過上風切處的高壓仍是由浮力項所貢獻。

從目前的診斷分析結果很難定量去評估到底環境風切對於雨帶內部擾動氣壓場的影響為何，因為對流的過程已將環境的水平動量作垂直傳送與重新分配。不過由都卜勒分析區域的平均風場隨高度的變化(平均風切)與環境風切仍相當類似；也就是說對流區的风切基本上還是反應出環境風切的特性。由圖5(c)可看出中對流層雨帶內部高壓-低壓偶狀結構是沿著環境風切方向存在，這至少說明了環境風切對於本個案擾動氣壓場的分佈仍是一個不可忽略的因子。另一方面，環境在中對流層的风切向量與雨帶有明顯交角；即具有顯著的跨越雨帶垂直風切，加上對流區的垂直速度在中對流層達最強，所以增加了垂直風切與上沖流交互作用的動力效應。

雨帶擾動氣壓場另外一個重要的結構特徵就是對流前緣的低層高壓。然而此高壓擾動在1.5公里以下

才較顯著；如前面所提及的，由於都卜勒資料在0.5公里的有資料的區域相對較小，所以無法直接利用(5)式對低層高壓作診斷。因此我們在對流前緣高壓的位置直接利用(3)式計算個別強迫項的大小。(3)式唯一存在不確定大小的項為浮力項(D)，其他項的大小完全可由三維風場及回波大小算出(qr 的值可利用qr-Z經驗式得到)。由於低層環境接近飽和，所以雨滴蒸發冷卻效應不顯著，大部分溫度擾動是在反應凝結潛熱釋放上。先前的診斷結果也顯示浮力項在低對流層基本上為負貢獻；這隱含著浮力項在

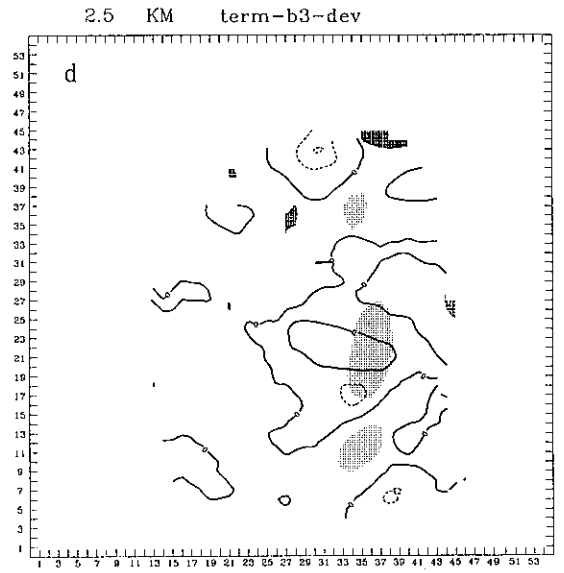
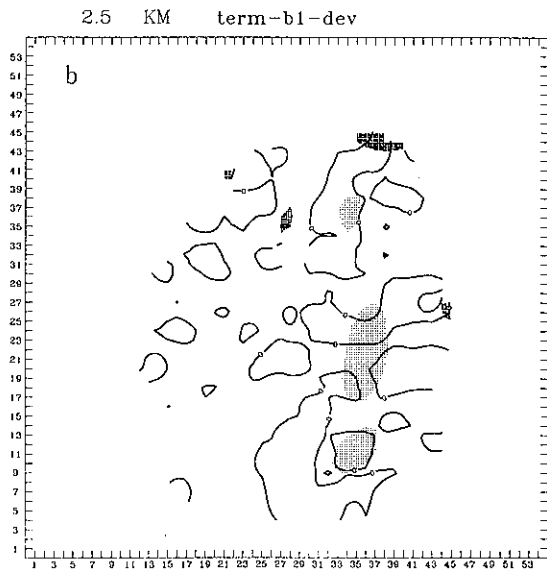
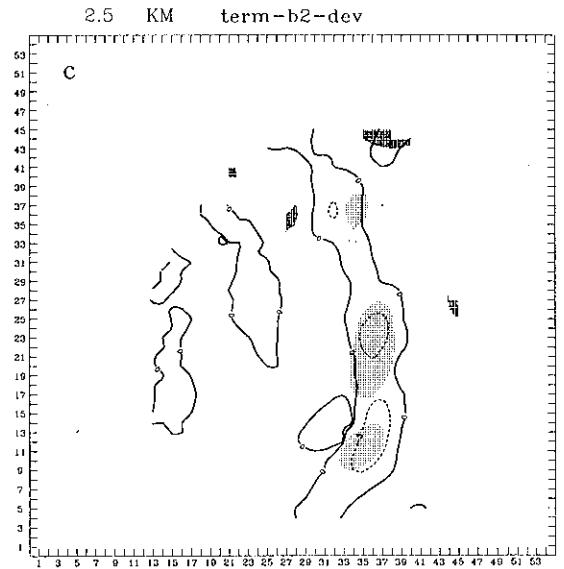
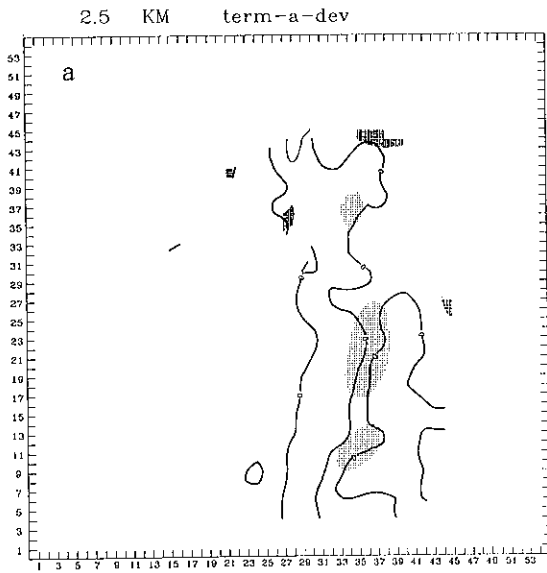
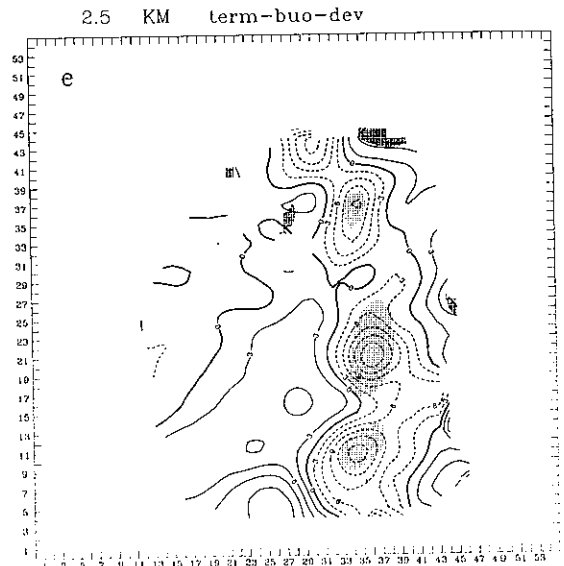
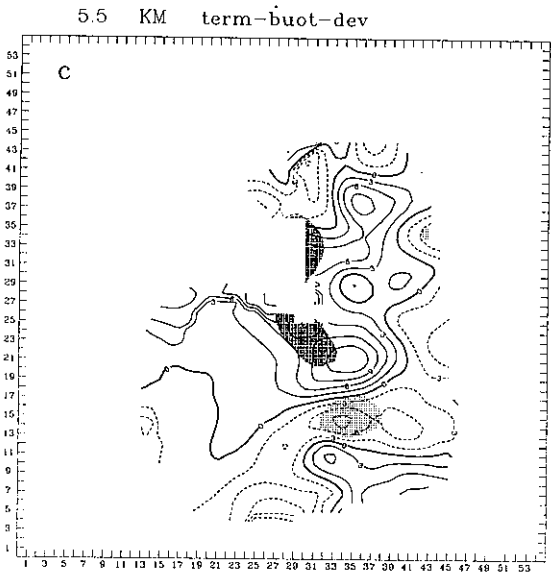
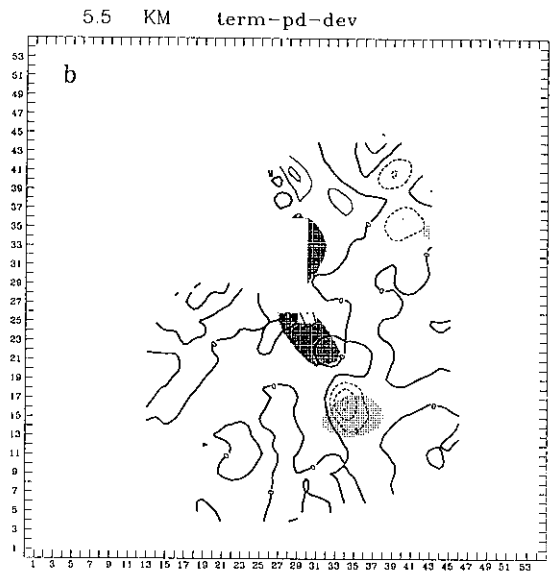
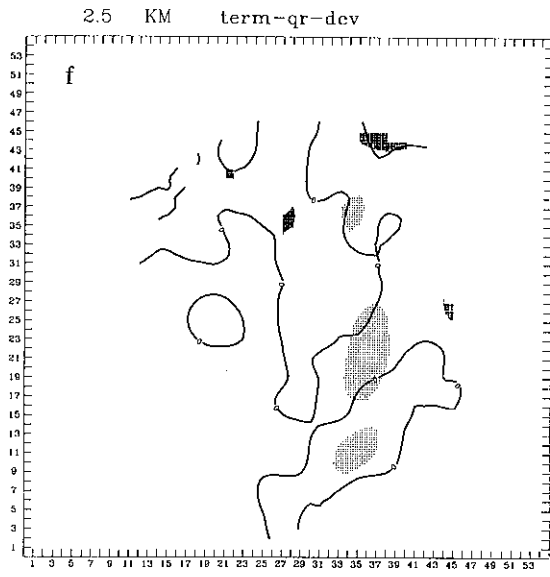


圖8 2.5公里相對於水平平均的A項(a)、B1項(b)、B2項(c)、B3項(d)、D項(e)與E項(f)。這些所代表的氣壓強迫項可參考本文。等值線間距為 $3 \times 10^{-6} \text{ kgm}^{-3} \text{ s}^{-2}$ ，實線為正值而虛線為負值。深陰影區代表擾動氣壓大於0.2mb，淺陰影區代表擾動氣壓小於-0.2mb。





低對流層比較有可能會產生出低壓擾動而不是高壓擾動。因此對流前緣低層高壓的存在應是動力強迫或是強降水區水滴拖曳效應的結果。

表1為兩個都卜勒分析時間個別強迫項在高壓位置的大小。在1546-1556UTC的分析時間，除了B3項為負貢獻外，其餘項對於高壓皆為正貢獻。在1616-1626UTC的分析時間，除了水滴拖曳效應外，動力強

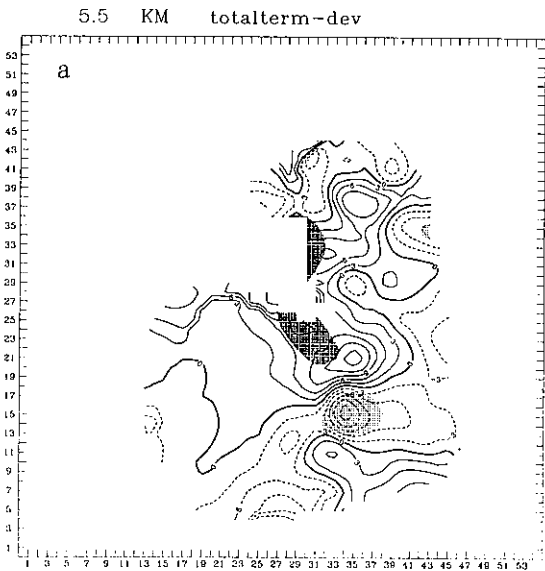


圖9 同圖7，但為5.5公里的高度。

迫皆為正貢獻。然而不論那個分析時間，白努利效應 ($(\frac{\partial u}{\partial x})^2 + (\frac{\partial v}{\partial y})^2 + (\frac{\partial w}{\partial z})^2$) 比其他的強迫項要大一個數量級以上而且對於高壓為正貢獻。換句話說，對流前緣高壓主要是透過低層氣流在跨越雨帶方向不同位置的動能差異而來，此跨越雨帶的動能差異乃伴隨著低層東南暖溼氣流在接近雨帶主要降水區時的減速(輻合)，而其他強迫作用則扮演較次要的角色。值得一提的是，本個案的環境探空(參圖2)顯示空氣塊在2公里以上才有明顯的正浮力，這也就是說，低層環境仍須要有適當的強迫機制才能激發新

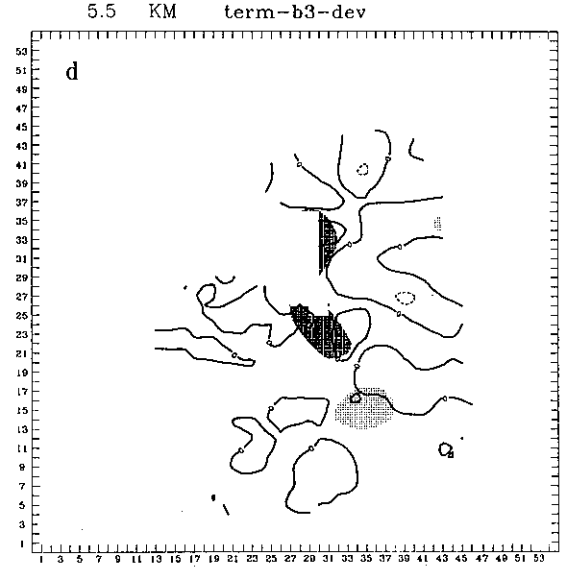
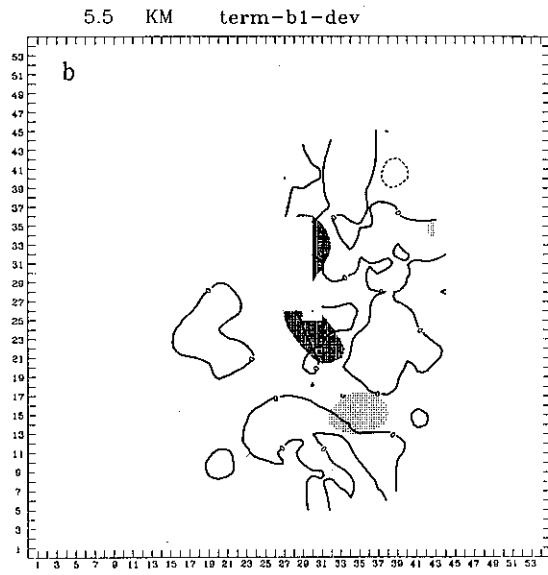
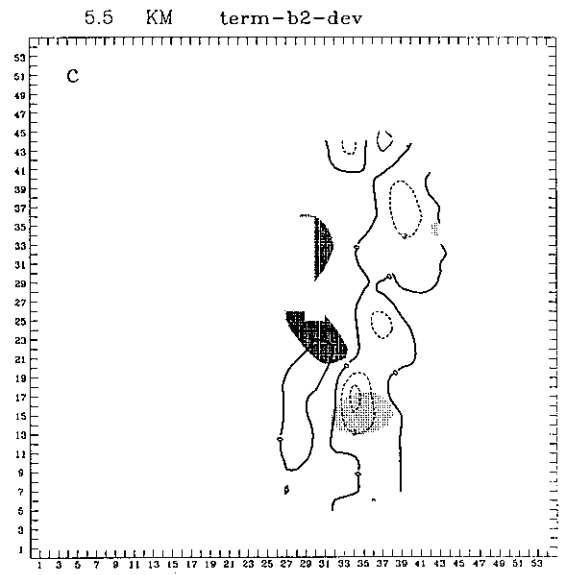
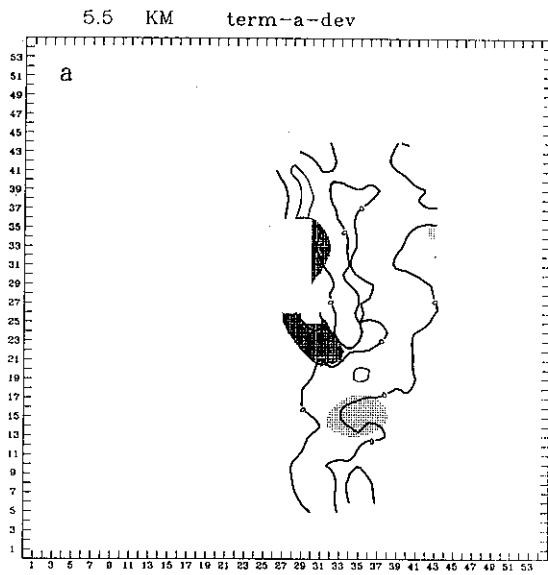
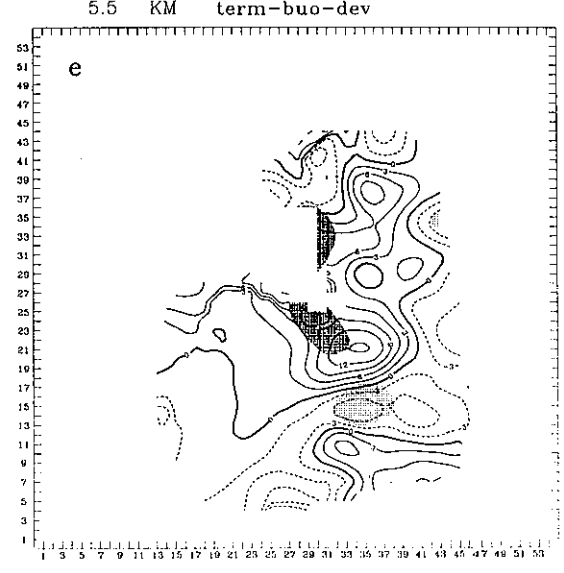


圖10 同圖8，但為5.5公里的高度。



對流。而此低層動力高壓是一個非靜力的壓力擾動，它所提供的垂直向上氣壓梯度力是有助於低層對流的發展。

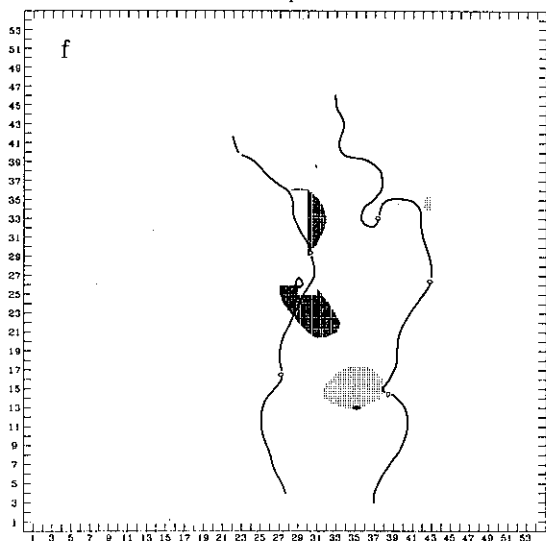


表1 高度0.5公里之對流前緣高壓位置個別強迫項的大小，單位為 kg/m^3s^2 。

ANALYSIS TIME	TERM A	TERM B1	TERM B2	TERM B3	TERM E
1546-1556 UTC	2.48×10^{-6}	0.39×10^{-6}	0.43×10^{-6}	-0.15×10^{-6}	0.11×10^{-6}
1616-1626 UTC	1.72×10^{-6}	0.32×10^{-6}	0.02×10^{-6}	0.37×10^{-6}	-0.36×10^{-6}

六、結論

本研究利用氣壓診斷方程對發生在TAMEX期間6月16日(IOP10)之海上移動緩慢線狀對流雨帶進行定量診斷分析，本個案主要的熱力反演結構與擾動氣壓場診斷結果如下：

- 線狀對流雨帶在低對流層沿雨帶方向存在一低壓帶；基本上，上升運動區伴隨著低壓與正的擾動溫度，下降運動區則伴隨著高壓與較微弱的擾動溫度，而跨越雨帶方向兩側的溫度對比相當微弱。在中對流層的擾動溫度與上沖流有很好的相關，凝結潛熱釋放增溫效果相當清楚。而擾動氣壓場的分佈是在上沖流中心兩側沿著環境風切方向存在高壓一

低壓偶狀結構。

- 低對流層雨帶內部擾動氣壓場的分佈主要由凝結潛熱釋放增溫之靜力反應所控制，動力效應與水滴拖曳效應則較微弱。此結構特性類似於熱帶地區之線狀對流雨帶或飆線，不過不同於在中緯度所觀測到的積雲或飆線，其內部的擾動氣壓場常由動力效應所控制。會導致如此的差異，可能是環境風切以及垂直速度的垂直分佈不同所致。

- 由於本個案的環境在中對流層具有顯著的跨越雨帶垂直風切，且加上垂直速度在中對流層達到最強，因而增強了上沖流與垂直風切交互作用所產生的壓力擾動。因此除了浮力效應之外，動力效應對於擾動氣壓在中對流層分佈仍是一個不可忽略的物理過程。

- 對流雨帶對流前緣之低層動力高壓是透過東南暖溼氣流接近強降水區時減速所產生。由於本個案低層環境缺乏顯著的浮力供應，接近中性；在此情形之下，低層動力高壓所提供的垂直向上氣壓梯度力將有助於低層對流的發展。

致謝：本文在國科會專題計劃經費補助支援下完成，計劃編號為：NSC85-2111-M-002-005 AP6。

參考文獻

周仲島與游政谷，1991：TAMEX 期間海上中尺度對流系統之飛機雷達觀測個案研究。大氣科學，19，1，149-176。

游政谷，1995：海上移動緩慢線狀對流雨帶結構與其伴隨之中尺度渦旋環流。國立台灣大學大氣科學研究所博士論文，122頁。

- LeMone, M. A., 1983: Momentum transport by a line of cumulonimbus. *J. Atmos. Sci.*, 40, 1815-1834.
- LeMone, M. A., G. M. Barnes., J. C. Fankhauser and L. F. Tarleton, 1987: Perturbation pressure fields measured by aircraft around the cloud- base updraft of deep convective clouds. *Mon. Wea. Rev.*, 116, 313-327.
- Lin, Y.-J., T.C. Wang, and J. H. Lin, 1986: Pressure and temperature perturbations within a squall-line thunderstorm derived from SESAME Dual-Doppler data. *J. Atmos. Sci.*, 43, 2302-2327.
- Lin, Y.-J., T-C. C. Wang., R. W. Pasken., Hsi Shen., and Z. S. Deng, 1990: Characteristics of a subtropical squall line determined from TAMEX dual-Doppler data. Part II: Dynamic and thermodynamic structures and momentum budgets. *J. Atmos. Sci.*, 47, 2382-2399.
- Rotunno, R., and J. B. Klemp, 1982: The influence of the shear- induced pressure gradient on thunderstorm motion. *Mon. Wea. Rev.*, 110, 136-151.
- Roux, F., J. Testud, M. Payen, and B. Pinty, 1984: West-African squall- line thermodynamic structure retrieved from dual-Doppler radar observations. *J. Atmos. Sci.*, 41, 3104-3121.
- Roux, F., 1988: The west African squall line observed on 23 June 1981 during COPT 81: Kinematics and thermodynamics of the convective region. *J. Atmos. Sci.*, 45, 406-426.
- Yau, M. K., 1979: Perturbation pressure and cumulus convection. *J. Atmos. Sci.*, 36, 690-694.