

台灣北部地區寒潮之診斷分析

郭勉之 曾仁佑
國立中央大學大氣物理研究所

摘要

本文使用 1980/81~1986/87 年的 ECMWF/WMO 資料，分析台灣北部地區寒潮爆發過程中的大氣環流特徵；並利用能量分析及位渦距平的垂直結構之演化，探討寒潮爆發之機制。

台灣北部地區寒潮爆發可在不同的高層大尺度環流中發生。低層冷高壓均位於上游高層脊前西北或北來氣流的下方。上游長波脊在爆發前均增強，使脊前槽後西北氣流加強，下層冷高壓分裂或南移，約經 1~2 日，高壓前緣之冷空氣抵達 25°N。

寒潮的爆發過程，首先需有上游超長波之斜壓增幅，提供不穩定的大尺度環境流場，利於爆發期的綜觀尺度波之斜壓過程的發展。槽脊系統增強時位渦距平亦加強。當位渦距平在 110°~120°E 上空增強，將有高層的高位渦值空氣被帶至下層，造成其下層大氣有正位渦距平。這種位渦距平的上下層配置造成低層北風流場增強，此即寒潮爆發之冷空氣潰流過程。此外，寒潮爆發過程中位渦距平之主要貢獻來自時間平均流場的斜壓增幅。

§ 1. 前言；

寒潮是東亞冬季季風區的主要天氣現象之一。其過程包含東亞高層槽脊系統的建立與崩潰、地面冷高壓的分裂或南移，並伴隨東亞沿岸的冷空氣向南潰流之天氣現象，造成大氣環流的重新調整。此外寒潮爆發經常造成災變天氣，因此對寒潮的研究相當重要。

Suda(1959)指出東亞寒潮爆發的典型氣壓型式是「西高東低」，並且北半球高空呈現三波環流型態。任及蔡(1981)指出蒙古西北方冷高壓增強的同時，若冷高壓前的槽線加深及高壓後方有脊之建立，將導致台灣地區的寒潮爆發。而地面高壓軸的走向及高空槽後脊前的氣流走向則決定寒潮爆發的強度。Boyle and Chen(1987)發現在貝加爾湖西側的高層脊產生後，短波槽匯入亞洲東岸的長波槽中，香港地區的地面溫度便達最低值。Ding and Meng(1992)發現冷高壓的發展及南侵，造成東亞地區溫度梯度及氣壓梯度增加，將導致寒潮爆發。而東西向的氣壓梯度增加了北風分量，同時也加強了東亞局地哈德里環流及中緯度高層 200hPa 面上的噴流。

近年的研究顯示，東亞地區的高低層大氣環流形勢對寒潮爆發具關鍵性的影響；並且大氣環流的形勢和寒潮的強度及影響範圍有關。而對寒潮爆發前的高層長波系統之發展，及爆發階段的高低耦合之研究則較少。但寒潮爆發主要為斜壓過程，是無庸置疑的。Charney(1947)的斜壓不穩定理論指出初始為小振幅的擾動可在不穩定之基本場中成長。Sander(1988)指出在低層擾動發生之前，上對流層通常已有較大振幅的擾動出現。因此，寒潮爆發過程中，大尺度環境場的不穩定狀態應扮演相當重要的角色。

本文將台灣北部地區寒潮個案分類，並進行合成分析，以討論台灣北部地區寒潮爆發的主要高低層環

流特徵。接著利用能量分析高層長波槽脊系統之生成；並以位渦作為診斷工具，分析台灣北部地區寒潮爆發過程中，高低層大氣間耦合過程的主要特徵。

§ 2. 個案之選取及分類

2.1. 資料及個案選取；

本文使用歐洲中期天氣預報中心(ECMWF/WMO)一日兩次(00Z,12Z)、經緯網格解析度為 2.5°×2.5°、垂直分 7 層(1000hPa,850hPa,700hPa,500hPa,300hPa,200hPa,100hPa)的全球同化分析場。時間為 1980/81~1986/87 共 7 個冬季(每一冬季指當年 12 月 1 日起共 90 天)的 00Z 等壓面重力位高度場，風場及溫度場。文中的氣候平均場即此 7 個冬季(共 630 天)的時間平均值。而距平值均以當日觀測值減去氣候平均值而得。此外，亦參考日本氣象廳所出版之東亞地面天氣圖集以檢視台灣北部地區寒潮個案。

台灣北部地區的寒潮個案之定義如下：

1. 以 120°E、25°N 的單點 1000hPa 溫度計算每日降溫率。當最大降溫率至少 5°C/24hrs.，且連續降溫 48hrs. 或以上；122.5°E、25°N 亦降溫達 4°C/24hrs 以上，則視為一寒潮事件。此外，連續的寒潮事件間需間隔至少 5 天。
2. 當滿足條件 1，同時 1000hPa 的 25°N、110°~130°E 區間為溫度負距平及高度正距平(圖略)，則確定為一個台灣北部地區寒潮爆發之個案(簡稱個案)。

以上述步驟共選取廿八個個案。定最大降溫率發生當日為個案發生當日(onset)，亦稱個案發生。最後利用日本氣象廳出版之地面天氣圖(圖略)檢定；個案之發生，確有冷高壓南移，其東南緣之冷空氣潰流，

造成台灣北部地區在 24hrs. 內至少降溫 5°C。

2.2. 個案的分類及合成方法;

爲了討論高層大氣之大尺度環流及低層冷高壓活動之相關, 逐一分析廿八個個案在個案發生當日及之前 16 天的 500hPa、300hPa 之重力位高度場及高度距平場(圖略); 分析範圍爲 0°~130°E、20°~70°N。初步將個案區分爲三種類型:

- 1.B60: 個案發生前, 60°E 附近有高度正距平中心駐留至少 5 天。60°E 或以西有阻塞高壓發展增強, 脊前有東移短波。共十二個個案。其中, 阻塞高壓的定義以 Rex(1950)之定義爲依據。
- 2.R90: 個案發生前, 90°E 附近有高度正距平中心駐留至少 3 天。80°~100°E 高壓脊發展增強。共四個個案。
- 3.TW: 個案發生前, 80°~120°E 有高度正距平中心出現, 強度較前二類型爲弱。高空槽脊系統具明顯東移之特性。共十二個個案。

本文利用合成圖以簡化及表現主要的環流型態。需指出的是, 前面所定的個案發生當日是指台灣北部氣溫劇降而非高層槽脊系統建立之時間。在以上三類型中, B60 的阻塞高壓強度約於個案發生前 3~4 天達最大, 阻塞高壓增強至冷空氣潰流的時間間隔不一。因此以阻塞高壓之強度變化作爲合成之基準。仍以氣溫驟降作爲個案發生當日, 而以阻塞高壓強度最大的階段(約 1~2 日)爲 phase0, 其後至個案發生當日前一天(約 1~3 日)爲 phase1, phase-1 指 phase0 的前一天, 餘此類推。phase0 及 phase1 之合成方式是取該階段的時間平均值, 其餘的 phase 則爲一天。R90 的長波脊在個案發生前約 3 天內振幅最大, 因此以氣溫驟降作爲個案發生當日, -1 天指個案發生當日之前一天, 餘此類推。TW 的合成方法同 R90。文中以 B60、R90 及 TW 分別表示此三類型之個案合成。

所有個案的 1000hPa 重力位高度場(圖略)均顯示在個案發生前約一週內, 下層高壓首先在 50°N 或以北、100°E 或以西滯留並逐漸增強, 然後高壓中心或分裂高壓中心向東南移動。高壓或分裂高壓的東南側高度梯度較大部份, 可視爲冷空氣的外緣。利用這約一週內的高壓中心位置及冷空氣外緣所經地區, 可定出一條高壓中心位移及冷空氣潰流的大致路徑。所有的個案之此一路徑均十分類似。因此參考所有個案的路徑, 主觀定出一條台灣北部地區寒潮爆發過程中高壓中心位移及冷空氣潰流的平均路徑(圖 1)。文中的垂直剖面圖均沿此路徑而畫。此平均路徑在 110°~120°E 區間切於 40°~25°N 之間, 屬緯度變化較大的區域; 此區間在上層主要切於脊前槽後的西北氣流區。取此路徑之目的是希望能得到一個切於冷空氣前緣的垂直剖面, 以獲取更明顯的上下層之間耦合過程的訊息。此外, 這條平均路徑和個案的類型無關, 顯示台灣北部地區的寒潮爆發前的一週內, 高壓的移動路徑是相當類似的。這也暗示了低層高壓的移動路徑之主要影響因子可能不是高層的環流形勢。

§ 3. 環流特徵的合成分析

3.1. 綜觀天氣之合成分析

1. B60:

由圖 2a 發現 1000hPa 高壓中心在 phase0 開始至個案發生當日明顯向東南移動, 同時亞洲東南沿岸下層之冷平流隨時間增強。而位溫距平之垂直剖面(圖 2b)顯示 phase0 時負位溫距平中心(約在 50°N, 95°E)大致上位於地面冷高壓中心的上方; 此負位溫距平中心於 phase1 時移至 45°N(約在 100°E), 冷空氣前緣之位溫距平梯度明顯增加。個案發生當日冷空氣潰流至 25°N 以南、120°E 以東。且冷空氣前緣之位溫距平梯度減弱。此外, 個案發生前至少約一週(約在 phase-3 時), 300hPa 面上有短波槽在 20°N(50°E)附近發展(圖 2c), 而後其下游的長波脊於 50°E 發展並增強。阻塞高壓環流在 phase0 時強度達最大, 此時下游東亞主槽增強。phase1 階段有短波槽脊在阻塞高壓脊前持續東移, 但在合成圖上並不顯著。阻塞高壓脊於個案發生當日明顯減弱。比較圖 2a 及圖 2c 發現下層高壓中心約位於高層脊前西北氣流區。當阻塞高壓開始減弱, 脊前氣流由偏北氣流轉爲西北氣流, 下層東亞沿岸的冷平流即增強, 且高壓中心向南移動。

阻塞高壓強度及脊前氣流的走向之變化, 與低層冷空氣之潰流有極大相關。自 phase1 開始至個案發生當日平均約間隔 1~3 天。因此估計冷高壓之前緣自中心南移開始, 平均約經 2 日可抵達 25°N。

2. R90:

在個案發生前 2 日至前 1 日之間, 1000hPa 高壓中心的位置(約在 50°N, 95°E)並無明顯移動; 分裂高壓於個案發生前 2 日即開始移出, 個案發生當日分裂高壓中心約在 45°N, 100°E(圖 3a)。這段期間亞洲東南沿岸下層之冷平流增強, 氣流幾乎平行經度線。位溫距平之垂直剖面圖(圖 3b)顯示, 自個案發生前 2 日開始負位溫距平之中心(約在 40°N, 110°E)向東南移動, 此即可視爲分裂高壓中心的移動。在這一階段中, 冷空氣前緣之位溫距平梯度隨時間增加。其後冷空氣持續向東南移動。至個案發生當日, 冷空氣潰流且冷空氣前緣之位溫距平梯度減弱, 25°N 以南、120°E 以東爲位溫負距平區。平均而言, R90 的負位溫距平區之涵蓋範圍較 B60 爲小。個案發生前的一週內, 80°E 以西有 300hPa 面上的短波槽脊不斷發展且東移(圖 3c)。個案發生前 3 日, 90°E 附近的長波脊明顯的發展增強。自個案發生前 2 日開始, 100°~120°E(40°~50°N)爲幾乎平行經度線之脊前北來氣流, 其強度在個案發生當日減弱。比較圖 3a 及圖 3c, 發現低層高壓中心約位於此脊前氣流下方。

因此, 高層脊前氣流強度與低層冷空氣之潰流顯示極大相關。當分裂高壓向南移出, 其外緣約經 2 天可抵達 25°N 附近。此類型個案的環流特徵和 Boyle and Chen(1987)所得之分析結果相當類似。

3. TW:

在個案發生前 2 日至前 1 日, 1000hPa 高壓中心

態。第二項為大氣擾動場的靜力穩定度與準地轉位渦的氣候平均場之乘積，因此可視為時間平均流場的斜壓增幅，以下簡稱 TermA。第三項及第四項分別為擾動之渦度變化及輻散項，以下簡稱 TermB、TermC。在 TermA 中包含了類似 TermB 及 TermC 的過程，即時間平均流場因大氣中的熱力因素而有擾動發展。並且 TermA 可視為渦流與平均流間的交互作用，而 TermB 及 TermC 則可視為尺度間的交互作用。

本文以波譜法求解 $\nabla^2\Phi$ ，截斷波數為 R30。垂直微分項使用中間差分法，設上下邊界之垂直微分為零，因此計算所得的最下層位渦是 850hPa 上的位渦值，這對大陸冷高壓而言太高了。因此利用 1000hPa 及 850hPa 的網格資料作線性內差，以求得 925hPa 的資料。這時計算所得的最下層位渦便是 925hPa 上的位渦值了。此外， σ 之緯度選擇在 40°N，並設靜力穩定參數 $\sigma_0=2.0\times 10^{-6}\text{m}^2\text{Pa}^{-2}\text{s}^{-2}$ 。文中所使用的位渦單位為 PVU， $1\text{PVU}=10^{-6}\text{m}^2\text{s}^{-1}\text{Kkg}^{-1}$ 。

因為對流層上部之位渦值較下層大氣大許多，為作圖之方便，位渦之垂直剖面圖只畫到 330hPa。Black and Dole(1993)指出 500hPa~250hPa(約為對流層頂附近，可視為高層位渦距平)的位渦距平對地面的環流具有較大影響；而 1000hPa~850hPa 的位渦距平則反映了下層位渦距平之主要分佈。本文所計算的位渦距平大致上也有類似的垂直分佈，較明顯的位渦距平集中在 500hPa 以上及 700hPa 以下，因此本文中所述的上下層位渦距平是以 600hPa 為界。

5.2. 位渦之結果分析

位渦的結果分析主要是以垂直剖面圖作為表示方式。要再次強調的是，垂直剖面圖所切的路徑之主要目的是為了分析寒潮爆發時上下層大氣之間的耦合過程。因此，分析過程主要著重於個案發生前數日及大約位於 110°~120°E 之間之位渦距平之垂直分佈。此外，三種類型的個案所得的結果相似，限於篇幅，因此本文僅以 B60 為例加以討論。

圖 12a 顯示高層的準靜止長波脊(即阻塞高壓)在 phase0 時強度達最大；下游長波槽亦同時增強，並於 phase1 期間向東南延伸至 115°E(~45°N)。配合圖 2c 發現此垂直剖面在 70°~110°E 區間的高層切於阻塞高壓下游的西北氣流區(大致為圖中向右方的運動)；而在 110°~120°E 區間則為偏西氣流區(約為進入紙張的方向)。因此可知此階段 70°~110°E 之中上對流層有脊前槽後的西北氣流加強。此外 115°~120°E 區間的下層為低層冷高壓之強烈冷平流區。自 phase1 階段開始，高層長波槽脊系統均減弱。由圖 12b 可知在 60°~90°E 區間的北風分量自 phase0 開始增強、向東南且向下且延伸。至個案發生當天，120°E 附近的低層北風分量劇增。而 phase0 至 phase1 期間 110°~120°E 區間的中對流層下降氣流加強，並於個案發生當天驟增，其位置約為冷高之東南側(圖 12c)。此外 110°~120°E 區間為位溫之陡降區，表示寒潮爆發區為強斜壓區。288K 位溫面約由 600hPa 向南向下彎曲，約於 25°N 與地面相交。寒潮爆發之潰流的冷空氣可追朔

至較高緯的上層(600hPa~700hPa)大氣(Palmen and Newton, 1951)，因此除了較低緯及沿海地區等潛熱釋放較大的區域外，考慮寒潮爆發過程中位溫守恆、垂直運動主要沿著等位溫面進行，仍應是相當合理的假設。由以上分析可知，寒潮的發生與此期間高緯較高層的冷空氣向東南及向下層潰流有極大相關。

圖 12d 顯示除 120°E 以東外，500hPa 以上，位渦值及位渦之垂直梯度均較其下層大許多。500hPa 以上的位渦呈波狀分佈。阻塞高壓脊所在區域的中上對流層位渦值相對較低，隨時間的變化不大。120°E 以東的區域，因已處於相當低緯地區，在 500hPa 以上仍為較低之位渦值空氣。值得注意的是約於 120°E 之上方的較強下降氣流區，為一高位渦值空氣向下延伸的區域。在 90°E 附近的 500hPa 之下有一略向下延伸的較高位渦值空氣，於 phase0 至 phase1 向東南移動，最後併入 120°E 上空的高位渦值空氣向下延伸區中。在個案發生當天，0.9PVU 的等值線已下降至 850hPa 以下。此外，90°~100°E 區間的冷高壓為較低位渦值的空氣。而 30°~80°E 區間的下層(~850hPa 以下)為一高位渦值空氣區滯留。此冷源為一極淺層之位溫負距平區(圖 2b)，而其較上層(925hPa 以上)為位溫正距平，為一穩定度較高的地區，因此位渦值較高。此區之位渦值在冬季平均均較大(圖略)。

位渦距平的垂直分佈(圖 12e)顯示上下層均有波列結構。以 600hPa 為界，位渦距平大致呈現反相位的分佈。阻塞高壓脊對應一負位渦距平中心，而阻塞高壓脊之下流的長波槽則對應一正位渦距平中心，Hoskins et al.(1985)亦指出此特性。配合同一時間的高度場垂直剖面圖可知，在高層槽脊系統的增強過程中，相對應的位渦距平值亦增強。在 phase0~phase1 期間，90°~110°E 區間的上層正位渦距平增強且向下延伸，由環流之垂直剖面分析(圖 12b,c)可知，這段期間此區的西北氣流及下降氣流均增強，因此可以推測在不考慮潛熱釋放的情況下，西北氣流及下降氣流可將高層高位渦值空氣向下向南傳送，造成 120°E 附近的上方有正位渦距平的出現，並隨時間增強。此外，90°~100°E 區間低層冷高壓的東南側則為一負位渦距平中心。此負位渦距平中心於 phase0 期間增強，且中心下降至 850hPa；並於 phase1 時持續增強及向東南移動，造成 115°~120°E 之間之位渦距平梯度增加。其肇因可能是冷高壓上方(~700hPa 以下)氣流下沉絕熱增溫，造成該區的穩定度降低，並且高壓強度增大亦會使相對渦度值變小。圖 13 為位渦距平在 500hPa 及 925hPa 面上的分佈，分別代表上下層位渦距平之分佈。將圖 13a 和圖 2a 比較，可發現下層冷高壓中心所在地區及其東側主要是負位渦距平區。隨著下層冷平流的增強，負位渦距平區也向南伸延，在過程中此區的負位溫距平的中心約位於 850hPa 處(圖 2b)。顯然此時此區大氣的擾動場的靜力穩定度較低。此外，比較圖 13a 和圖 13b 可發現，自 phase-1 開始，上層的正位渦距平逐漸向東南方移動，而台灣上空的低層正位渦距平值同時增強。再次驗證垂直剖面分析中所指：高層的西北氣流加強，將造成高層高

位渦值空氣向下向南輸送，使台灣上方低層大氣的位渦距平值增加。

在逐項討論中，TermA 的垂直結構及強度和位渦距平十分相似(圖略)，顯示時間平均流場的斜壓增幅在寒潮爆發的過程中扮演了極重要的角色。這亦表示冬季的大氣環流型態是寒潮爆發的最有利之背景場。因為 TermA 是位溫擾動場和位渦之冬季氣候平均場之乘積。而上層的位渦距平的波列結構之半波長約 3000km，此亦與前述能量分析的結果頗一致，即在寒潮的爆發，須有高層超長波的斜壓增幅。TermB 的等值線間距比 TermA 小了 2.5 倍，而 TermC 比 TermA 小了約 5 倍，此處不予討論。

Hoskins et al.(1985)發現高層位渦距平所引發的下層北風流場，可加強地面位溫擾動，下層位渦距平亦將回饋性的加強上層位渦距平。Reed et al.(1992)指出下層位渦距平主要是由熱力因素所造成；上層正位渦距平則可視為上對流層至平流層的高位渦值空氣向下傳遞所造成的結果。雖然 TermC 中隱含了一些非絕熱效應，但因本文未能單獨討論非絕熱加熱效應，無法推論造成時間平均流場之不穩定的熱力效應。超長波增幅前，中上對流層的靜力穩定度改變(圖 12c 及圖 2b)，可由位溫垂直梯度之時序變化看出，但以本文之簡化的診斷方程，並不足以討論位溫距平的根本肇因的(即緯向平均可用位能的增加之原因)。

綜合而言，長波脊前槽後氣流加強，造成高位渦值之高層空氣向低層傳送，將導致低層冷空氣之潰流。寒潮爆發前數日，對流層上部出現位渦距平之波列結構，正(負)位渦距平之上(下)游伴隨著西北氣流及較大下降運動。因此，當位渦距平在 110°~120°E 上空增強，將有高層(~500hPa 以上)的高位渦值空氣被帶至下層，造成其下層大氣有正位渦距平，因而增強的下沉運動亦加強了低層冷空氣之負位渦距平(相當於地面冷高壓的東南側)。此負位渦距平的東側亦有較大的下降運動回饋性的加強上層的作用。這種位渦距平之上下層配置造成低層北風流場增強，此即寒潮爆發之冷空氣潰流過程。此外，寒潮爆發過程中位渦距平之主要貢獻來自時間平均流場的斜壓增幅。Black and Dole(1993)亦指出，滯留性大尺度旋生之主要機制是時間平均流的大尺度斜壓不穩定。

§ 6. 結論

本文使用 1980/81~1986/87 年共 7 個冬季的 ECMWF/WMO 分析場資料，分析台灣北部地區寒潮爆發過程中的大氣環流特徵；並分別利用能量分析及位渦距平的垂直結構之演化，探討台灣北部地區寒潮爆發之機制。台灣北部地區寒潮爆發前數日，地面冷高壓上游的高層均有高空脊之建立。利用 300hPa 的槽脊系統，可將廿八個寒潮個案分成三大類型：

1. B60: 在 60°E 附近有阻塞高壓環流形勢的建立，期間 3 波環流不顯著；
2. R90: 在 90°E 附近有長波脊滯流並增幅，期間 3 波

環流相對而言較顯著；

3. TW: 東亞高層槽脊系統持續東移。

其中 TW 可歸類為 R90，但其東移之短波振幅較強。此三類型之寒潮個案之上游長波脊在爆發前均增強，使脊前槽後的西北氣流加強。下層冷高壓分裂或南移，高壓前緣之冷空氣於 1~2 日後抵達 25°N。

台灣北部地區寒潮的爆發過程中，首先需有上游超長波之斜壓增幅，提供不穩定的大尺度環境流場，利於爆發期的綜觀尺度波之斜壓過程的發展。而且，寒潮爆發前數日，上對流層出現位渦距平之波列結構。當位渦距平在 110°~120°E 上空增強，將有高層的高位渦值空氣被帶至下層，造成其下層大氣亦有正位渦距平，因而增強了下沉運動，並加強了低層冷空氣之負位渦距平。這種位渦距平之上下層配置造成低層北風流場增強，此即寒潮爆發之冷空氣潰流過程。此外，寒潮爆發過程中位渦距平之主要貢獻來自時間平均流場的斜壓增幅。

綜合而言，台灣北部地區寒潮爆發可在不同的高層大尺度環流中發生。但大致而言，低層冷高壓均位於上游高層脊的脊前西北或北來氣流下方，且高層脊的強度及低層冷高壓之活動有顯著相關。寒潮的爆發過程中，首先需有上游超長波之斜壓增幅，提供不穩定的大尺度環境流場，有利於爆發期的綜觀尺度波之斜壓過程的發展。槽脊系統之發展造成位渦距平之加強，而位渦距平之上下層配置又造成低層北風流場增強，此即寒潮爆發之冷空氣潰流過程。

此外，在個案的選取步驟中可發現，當台灣北部地區有寒潮個案發生時，華南地區也有溫度負距平及高度正距平的現象發生。因此，本文之分析結果，亦適用於華南地區的寒潮爆發事件。

參考文獻

- 任立渝與蔡清彥(1981).台灣地區寒潮合成天氣型式之研究。《大氣科學》，8，67-79。
- Black, R. X. and R. M. Dole(1993).The dynamics of large-scale cyclogenesis over the North Pacific ocean. *J. Atmos. Sci.* 50, 421-442.
- Boyle, J. S. and T. -J. Chen(1987). Synoptic aspects of the winter time East Asian monsoon. *Monsoon Meteorology*, C. -P. Chang and T. N. Krishnamuti, eds., *Oxford University Press*. 125-160.
- Charney, J. G.(1947). The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.* 4, 135-162.
- _____, and M. E. Stern(1962). On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 19, 159-172.
- Chen T. C.(1982). A further study of spectral energetics in the winter atmosphere. *Mon. Wea. Rev.* 110, 947-961.
- _____,and J. Shukla.(198). Diagnostic analysis and spectral energetics of a blocking event in the GLAS climate model simulation. *Mon. Wea. Rev.* 111, 3-22.
- Ding, Y. and X. Meng(1992). A case study of

向東南移動(圖 4a)。這段期間亞洲東南沿岸下層之冷平流增強。個案發生前 3 日負位溫距平之中心(約在 50°N,90°E)開始向東南移動(圖 4b)。冷空氣前緣之位溫距平梯度至個案發生前 1 日方明顯增加,比較圖 4a 可知此時冷高壓中心已向南移動。個案發生當日,冷空氣向東南方潰流,造成 25°N 以南、120°E 以東為位溫負距平區。300hPa 面上的重力位高度場(圖略)之合成分析無法顯示較明顯之槽脊發展特徵,此現象應是因為移動性的高層槽脊系統在合成過程中被平滑掉了。但逐一分析此類型之個案可知,個案發生當日,低層冷高壓位於上層西北氣流區之下(圖略)。

3.2. 個案之波譜分析

為了進一步分析高層環流特性,對所有個案逐一分析:取 300hPa 等壓面上 47.5°~52.5°N 共三個緯度圈的平均重力位高度場作沿緯圈之空間波譜分析(Fourier analyses)(圖略)。個案分析結果與合成個案分析相似,因此以合成分析結果作為說明。為方便比較, B60 的合成方式同其餘二者。

B60 的重力位高度場的頻譜(power spectrum)分析顯示有較強的 1 波環流(圖 5a)。而 TW 與 R90 的頻譜極為相似,即波數 1 與 3 之振幅較大,但波數 2 則相對的較小(圖 5b,c)。0°~130°E 區間不同的波數的 300hPa 重力位高度場的時序變化則進一步證實 TW 的特性與 R90 類似。B60 的 2~3 波環流的準靜止脊位在 70°E 附近。波數 4 之準靜止脊位在 60°E 附近,在個案發生前 4 日其強度達一極值(約相當於 phase0),同時有波數 5~10 的綜觀尺度擾動在 60°E 增強(圖 6)。R90 的 2~3 波環流的準靜止脊位在 100°E 附近,波數 4 之準靜止脊則位在 60°E 附近。波數 5~10 為週期約一週、持續向東移動的綜觀尺度擾動,其中 100°E 附近的短波脊約在個案發生當日達最強(圖 7)。而 TW 的分析結果與 R90 則相當類似: 2~3 波環流的準靜止脊位在 100°E 附近,波數 4 之準靜止脊位在 60°E 附近。此外波數 5~10 則為週期約一週、持續向東移動的綜觀尺度擾動,其中 100°E 附近的短波脊約在個案發生前 1 日達最強,強度較 R90 為大(圖 8)。

因此,台灣北部地區的寒潮個案可依高層環流區分為三大類型: B60, R90 及 TW。其中 TW 可歸類為 R90,但其綜觀尺度擾動較強。高緯冷空氣約在個案發生前 3 日內有較明顯變化。在這段期間低層冷高壓中心或分裂中心向東南移動。自低層冷平流開始增強,至造成 25°N 以南、120°E 以東的地區溫度劇降,平均需時約 2 日左右。台灣北部地區之寒潮爆發可能在不同的高層大尺度環流中發生。但低層冷高壓均位於其上游高層脊前西北或北來氣流下方,且高層脊的強度變化及低層冷高壓之活動有顯著相關。

§ 4. 能量分析

在中緯度斜壓不穩定的大氣中,擾動將吸收平均流之可用位能及動能而發展。當緯向可用位能增加而

使南北溫度梯度達斜壓不穩定的條件時,因破壞熱力風平衡,將出現經向風分量致使渦流發展。此時溫度場亦將產生波動形式,減少緯向可用位能而增加渦流可用位能,同時透過熱力直接環流,將渦流可用位能轉換為渦流動能。因此渦流可用位能之產生需有暖空氣北傳,冷空氣南傳,即南北向的水平溫度平流代表緯向平均可用位能轉換為渦流可用位能($C(A_z, A_z) > 0$ 隨時間增加)的斜壓過程。而冷空氣下降,暖空氣上升,即垂直溫度平流可代表渦流可用位能轉換為渦流動能($C(A_z, K_z) > 0$ 隨時間增加)的斜壓過程。

4.1. 能量及能量轉換項的計算

本文沿用 Saltzman(1970)的能量方程組,計算寒潮發生期間之大氣能量分佈及能量轉換項。大氣能量包括:緯向平均可用位能(A_z)、緯向平均動能(K_z)、渦流可用位能(A_e)及渦流動能(K_e)。而能量轉換量則計算緯向平均可用位能對渦流可用位能之轉換($C(A_z, A_e)$)、渦流可用位能與渦流動能間的轉換($C(A_e, K_e)$)、渦流動能與緯向平均動能間的轉換($C(K_e, K_z)$)及緯向平均可用位能與緯向平均動能的轉換($C(A_z, K_z)$)。其中渦流的部份分成波數 1~4 及波數 5~10 二組,分別代表超長波及綜觀尺度波。本文不計算不同尺度的波動間的能量轉換項。能量及其轉換項的計算是沿緯圈 40°~60°N 取面積平均,並以梯形積分法自 1000hPa 垂直積分至 100hPa 而得。此緯度區間之選擇主要是因為其涵蓋了脊前槽後的西北氣流區。此外上下邊界的垂直向微分項設為零。文中能量的單位為 Jm^{-2} ,而能量轉換項則為 Wm^{-2} 。

大部份的能量及能量轉換量均在中上對流層有較大值(Chen,1982;Saltzman,1970),因此本文主要是配合 300hPa 面上的環流進行討論。需指出的是,東亞地區之外的擾動亦會表現在能量分析之結果中。

4.2. 能量的合成分析

1. B60 :

B60 可分三個階段討論: phase1 至個案發生當日為爆發期, phase0 為成熟期, phase0 之前約一週為阻塞高壓發展期。

分析圖 9 發現, K_z 在阻塞高壓發展末期迅速減小,而 A_z 在發展初期達一極值後即為衰減狀態,顯示此時有低緯流指數環流型態的發展。配合圖 2c 發現,在 phase-5~phase-3 天(發展期), 300hPa 的高層環流之經向風分量增強,這段期間的 A_{1-4} 及 K_{1-4} 明顯增加。長波脊在 phase-1 時已建立,而 A_{1-4} 於成熟期達最大值,顯示阻塞主要為超長波之增幅結果。 $C(A_z, A_{1-4})$ 及 $C(A_{1-4}, K_{1-4})$ 在發展期隨時間增加,於 phase-1 天之後減少,即在發展期主要為斜壓過程。即超長波的渦流熱量傳輸會減低南北溫度梯度,使 A_z 減小。因此超長波之增幅的主要過程為斜壓之能量轉換過程。而阻塞高壓的發展,主要為此超長波本身的斜壓增幅的過程。此與 Hansen and Chen(1982)之能量分析結果相同。此外,當阻塞高壓增強至成熟期,斜壓能量轉換量均減少;並且在整個過程中,緯向平均流均向超長波傳輸動能,即 $C(K_{1-4}, K_z) < 0$, 顯示阻塞

高壓之生成及維持亦有正壓能量之供應。Chen and Shukla(1983)指出阻塞高壓個案發生時，K2 主要是由斜壓能量轉換來維持，而正壓能量轉換對 K3 之維持，亦具有一定的重要性。

在綜觀尺度方面， $A_{5,10}$ 及 $K_{5,10}$ 在發展期增加並達最大值，而後衰減至 phase1 時達最小，但在爆發期又顯著增加； $C(A_z, A_{5,10})$ 及 $C(A_{5,10}, K_{5,10})$ 與 $A_{5,10}$ 及 $K_{5,10}$ 的時序變化相當一致。顯示寒潮爆發之冷空氣潰流是以綜觀尺度之斜壓過程為主，即綜觀尺度波進行南北熱量之傳輸。Murakami(1979)亦指出寒潮爆發時，東亞沿岸下層的經向風具 4.3~4.6 天週期的變化。

阻塞高壓的發展初期，雖有綜觀尺度波之斜壓過程，但因本文未計算不同尺度的波動間的能量傳輸項，尚不足以討論綜觀尺度波對阻塞高壓之生成及發展的貢獻。此外，在成熟期各項能量轉換都不大，且此期間雖有緯流對超長波動能之轉換， $K_{1,4}$ 仍是減少的。因此超長波及綜觀尺度波間的正壓能量轉換過程，也須要再進一步的討論。由以上分析推論，阻塞高壓發展之主要機制是緯向平均流因斜壓不穩定(A_z 增加)而造成大尺度的緯流可用位能向渦流可用位能的能量傳輸過程，即超長波的斜壓增幅。寒潮爆發時的潰流冷空氣，則主要為綜觀尺度之斜壓過程。

2. R90 :

R90 之分析結果大致與 B60 相似。亦可分三個階段討論：-2 至個案發生當日為爆發期，-3~-2 為成熟期，成熟期之前約 3 天為超長波發展期。

圖 10 顯示在發展期間， K_z 自約-5 天時迅速減小，而 A_z 之減少伴隨 $C(A_z, A_{1,4})$ 的增加，配合圖 3c 可知，在約-5 天時 300hPa 的經向氣流即已開始發展。顯示低緯流指數的環境場利於寒潮之發生。 $A_{1,4}$ 及 $K_{1,4}$ 在發展期明顯增加，於成熟期平均而言維持一較大值。 $C(A_{1,4}, K_{1,4})$ 在發展期即隨時間明顯增加，而在爆發期明顯減少，此時 $C(A_z, A_{1,4})$ 亦快速減少。此即緯流可用位能增加導致斜壓不穩定的狀態，而後有超長波發展，以進行南北向之熱量傳輸，減少緯向溫度梯度。超長波的發展顯然以超長波本身的斜壓增幅為主。而在整個個案發生期間，均有 $C(K_{1,4}, K_z) < 0$ 且在成熟期之前達一極值，即緯向平均流均向超長波傳輸動能。雖然其值相對於斜壓能量轉換而言很小，但波譜分析結果顯示此類型之個案的波數 3 較波數 2 顯著，因此亦不可忽略正壓能量轉換之過程。

此外， $A_{5,10}$ 及 $K_{5,10}$ 均在發展期開始衰減，但在爆發期又顯著增加，與 $C(A_z, A_{5,10})$ 及 $C(A_{5,10}, K_{5,10})$ 的時序變化相當一致。即在爆發期，緯向平均流均向綜觀尺度傳輸能量。因此冷空氣的潰流活動以綜觀尺度的南北向的熱量傳輸為主，即為一綜觀尺度的斜壓過程。

同理可初步推論，上游超長波之發展，主要是因為緯向平均流之斜壓不穩定而造成超長波的斜壓增幅過程，只是此超長波的發展期時間較 B60 為短。雖然綜觀尺度對超長波的增長的貢獻，在此並無法討論。但寒潮之爆發主要為綜觀尺度波的斜壓過程。

3. TW :

在個案發生前有 $A_{1,4}$ 及 $K_{1,4}$ 之增加(圖 11a)，這段期間 $C(A_{1,4}, K_{1,4})$ 曾有兩次明顯增加過程(圖 11b)，其時序變化與 $C(A_z, A_{1,4})$ 同相。而綜觀尺度波的能量及其能量轉換項的時序變化也和上述兩種類型的個案相似。在個案發生期間 A_z 並無顯著衰減現象，因此不易確定緯向平均可用位能及渦流可用位能間之轉換過程。合成分析僅指出此類型的寒潮爆發過程中，首先有超長波之斜壓能量轉換過程。波譜分析指出此類型之個案的高層綜觀尺度擾動的強度較大。若此時尺度間的交互作用很大，則綜觀尺度擾動對超長波之增長及維持而言相當重要。但分析綜觀尺度之能量，並未顯示較前二類個案為強的訊息，這也顯示在分析寒潮時，對 TW 之個案，仍應先以個案分析方式，以統計出一基本的特徵。但基本上寒潮之爆發為一斜壓過程，並且在這之前須有超長波之增幅。計算不同尺度的波動間的能量轉換項並進行個案分析，應可較明確的討論超長波之增幅過程的可能機制。

綜合而言，寒潮的爆發，首先需有平均流場的斜壓不穩定，造成上游超長波之斜壓增幅，並提供不穩定的大尺度環境流場，利於爆發期的綜觀尺度波之斜壓過程的發展。其中綜觀尺度的斜壓過程在超長波的發展過程中所扮演的角色，則有待進一步的探討。

§ 5. 位渦的分析結果

5.1. 位渦之計算

Hoskins et al.(1985)認為大氣的位渦分佈是由許多位渦距平疊加而成，這些位渦距平間的交互作用，對許多天氣系統的發展過程有極大影響。他們利用此位渦距平的觀念解釋斜壓不穩定與旋生的機制。在等位溫面上進行分析比較複雜，且一般的氣象資料是在等壓面上取得。因此本文採用 Charney and Stern(1962)所提出之等壓面上的位渦近似方程式，以位溫的觀測值取代位溫的氣候值，計算位渦之近似值。為了討論距平場對寒潮爆發之影響，設變數為冬季氣候平均值及距平值之和：即以 $\theta = \bar{\theta} + \theta'$ 代入方程中：

$$\begin{aligned} PV &= -g \left(\frac{d\bar{\theta}}{dp} + \frac{d\theta'}{dp} \right) \left\{ \frac{1}{f_0} \nabla^2 (\Phi + \Phi') + \frac{f_0}{\sigma_0} \left[\frac{\partial^2}{\partial p^2} (\Phi + \Phi') + f \right] \right\} \\ &= -g \left(\frac{d\bar{\theta}}{dp} \right) \left\{ \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + \frac{f_0}{\sigma_0} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} + f \right\} \\ &\quad + \left\{ -g \left(\frac{d\theta'}{dp} \right) \left[\frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi + \frac{f_0}{\sigma_0} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial p^2} + f \right] \right\} \\ &\quad + \left\{ -g \left(\frac{d\bar{\theta}}{dp} \right) \left[\frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi' \right] \right\} \\ &\quad + \left\{ -g \left(\frac{d\theta'}{dp} \right) \left[\frac{f_0}{\sigma_0} \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial p^2} \right] \right\} \end{aligned}$$

其中 PV 為等壓面上的位渦， p 為壓力， θ 為位溫， Φ 為等壓面上的重力位高度場， f_0 為一參考科氏參數，並取靜力穩定參數 σ_0 為常數以簡化計算。等號右邊第一項為大氣位渦的氣候平均值，可視為一參考狀

development and structure of a cold surge in East Asia. *Proceedings of the 2nd international conference on East Asia and Western Pacific meteorology and climate*. 311-328.

Hoskins, B. J., M. E. McIntyre and A. W. Robertson(1985). On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* **111**, 877-946.

Hansen, A. P. and T. -C. Chen(1982). A spectral energetics analysis of atmospheric blocking. *Mon. Wea. Rev.* **110**, 1146-1165.

Murakami, T. (1979). Winter monsoonal surges over East and Southeast Asia. *J. Meteor. Soc. Japan.* **57**, 133-158.

Palm, E. and C. W. Newton.(1951). On the three-dimensional motions in an outbreak of polar air. *J. Meteor.* **8**, 25-39.

Reed, R. J. M. T. Stoelinga and Y. -H. Kuo(1992). A model-aided study of the origin and evolution of the anomalously high potential vorticity in the inner region of a rapidly deepen marine cyclone. *Mon. Wea. Rev.* **120**, 983-913.

Rex, D. P.(1950). Blocking action in the middle troposphere and its effect upon regional climate I. An aerological study of blocking. *Tellus.* **2**, 196-211.

Saltzman, B.(1970). Larger-scales energetics in the wave-number domain. *Rev. Geophys. Space Phys.* **8**, 289-302.

Sander, F.(1988). Life history of mobile troughs in the upper westerlies. *Mon. Wea. Rev.* **118**, 2629-2648.

Suda, K.(1959). A study on the dynamics climatology of cold outbreaks in the Far East. *Geophys. Mag.* **29**, 413-461.

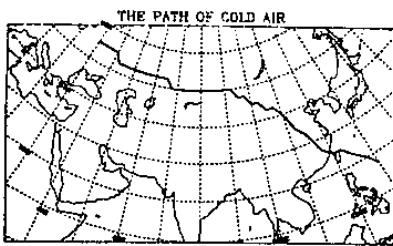


圖 1、台灣北部地區寒潮爆發過程中高壓中心位移及冷空氣橫流的平均路徑。

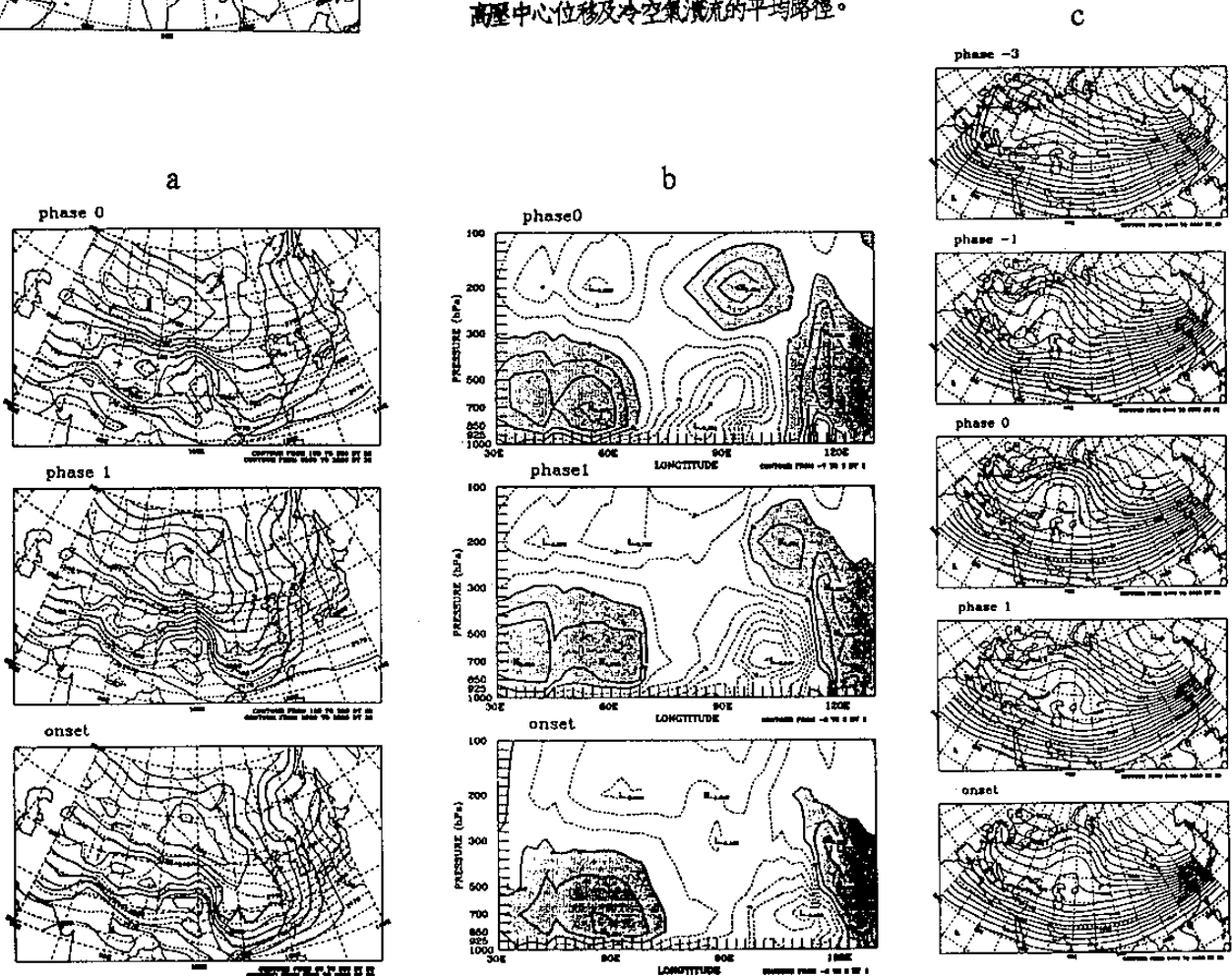


圖 2、a B60的1000 hPa 重力位高度場(實線)及1000 hPa-700hPa厚度場(虛線)。間距分別為20 m 及 30 m。
b. 位溫距平之垂直剖面圖。間距為1 K。時間順序如圖上標示。
c. 300 hPa 重力位高度場。間距為60 m。時間順序如圖上標示。

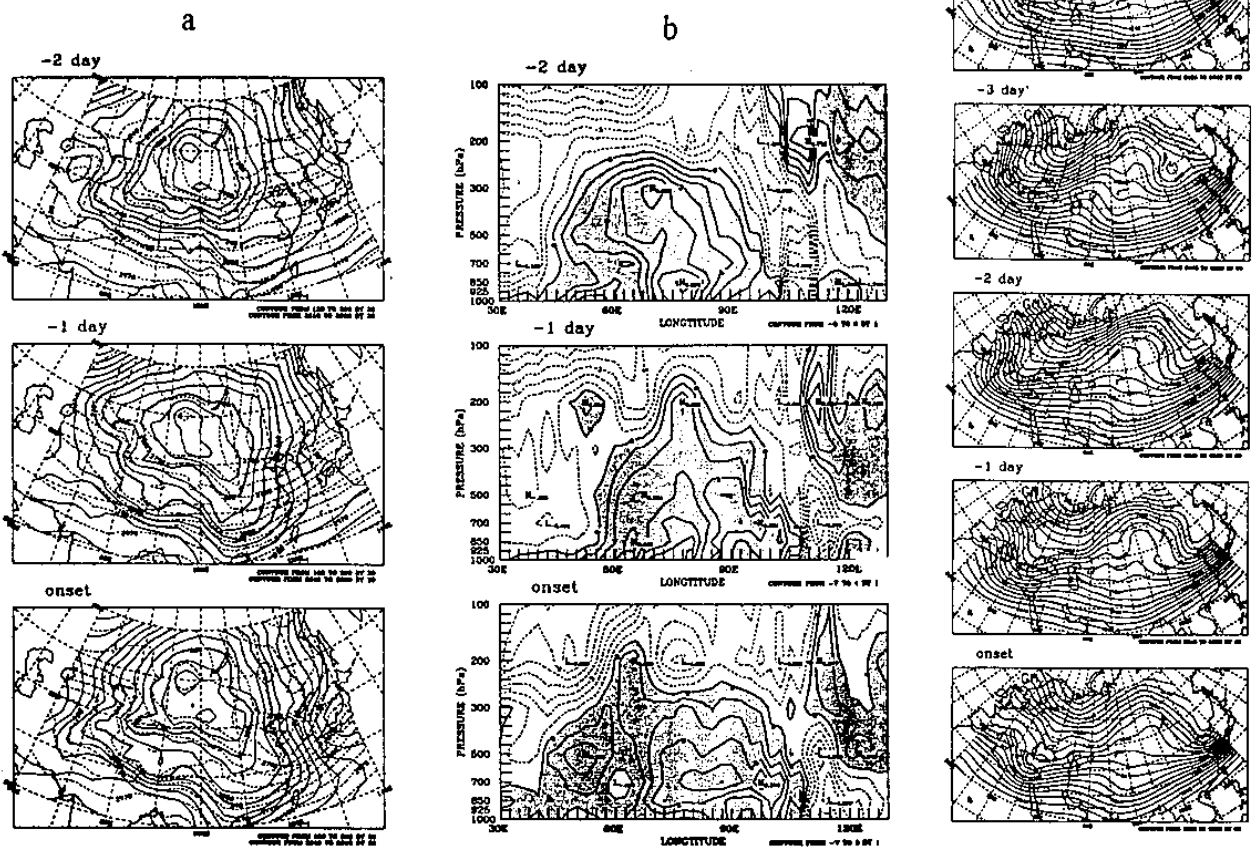


圖 3、同圖 2 但為 90°。

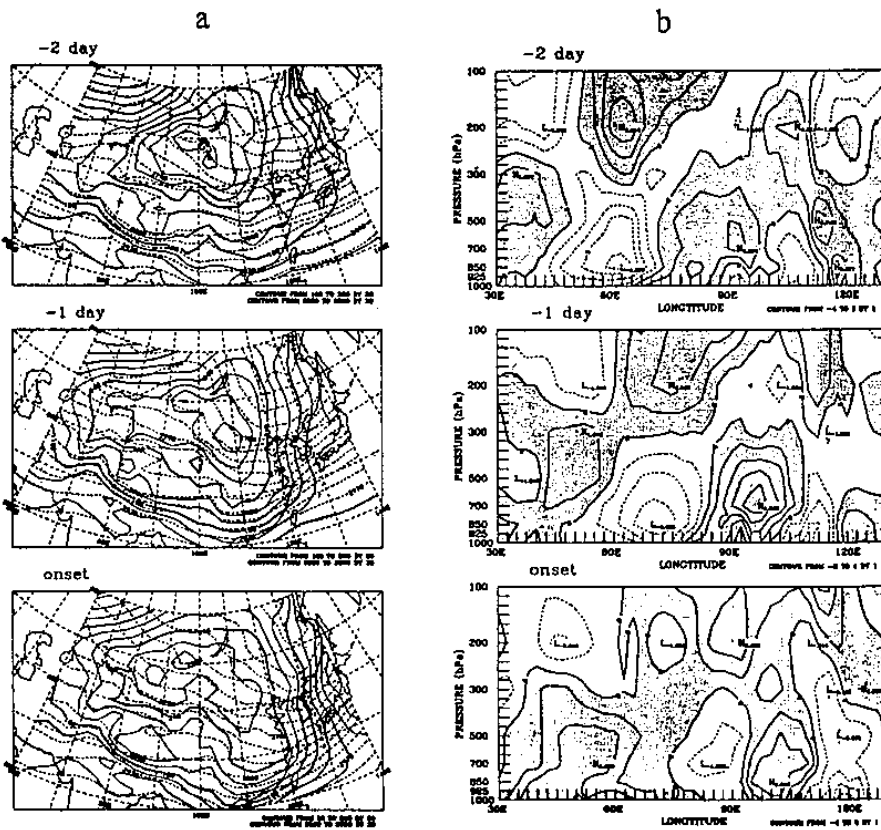


圖 4、同圖 2 但為 120°。

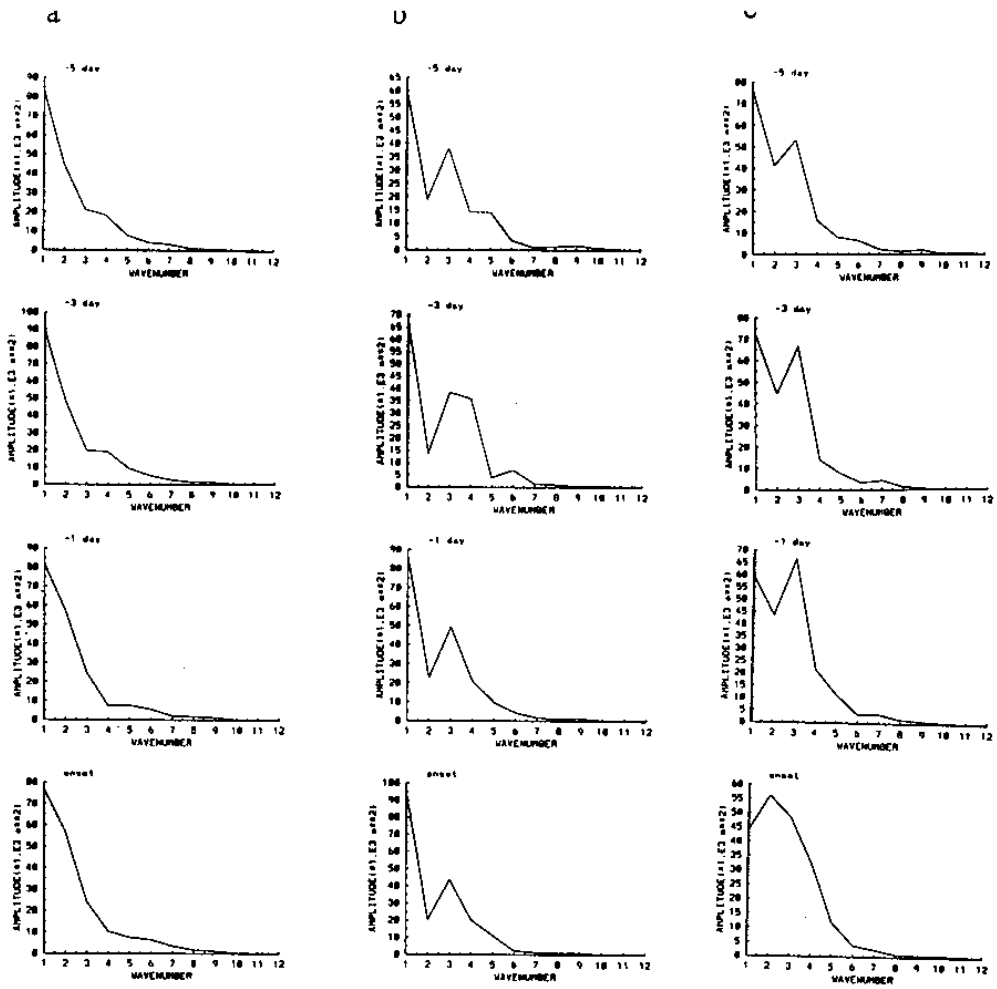


圖 5、300 hPa 重力位高度場之頻譜分佈。時間為 -5 天至個案發生當日。順序如圖上標示。單位為 m^2 。
a B60 b. R90 c TW

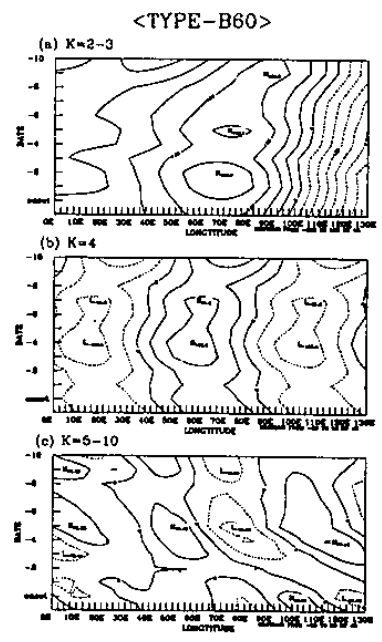


圖 6、B60 的 300 hPa 面上的不同波數重力位高度場。
間距為 40 m。時間為 -10 天至 +1 天。
a 波數 2-3 b. 波數 4 c 波數 5-10

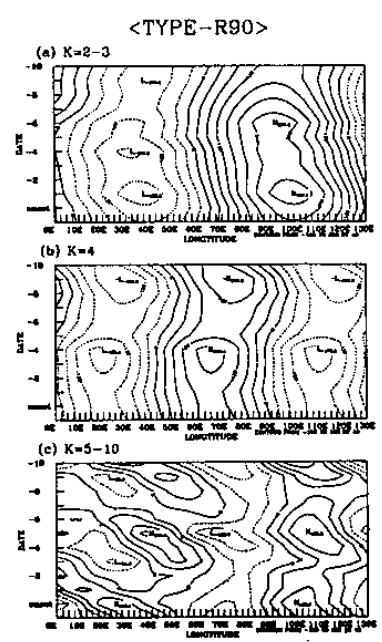


圖 7、同圖 6 但為 R90。

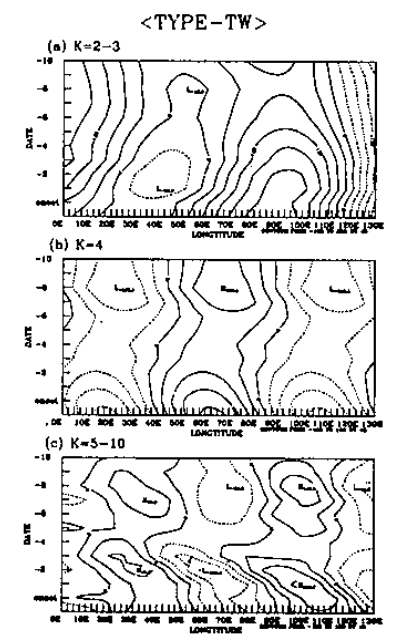


圖 8、同圖 6 但為 TW。

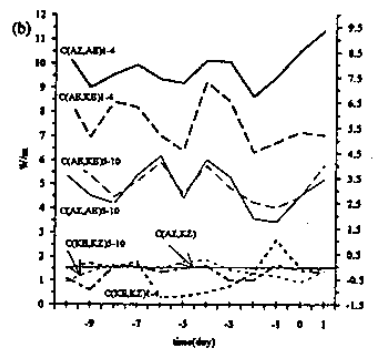
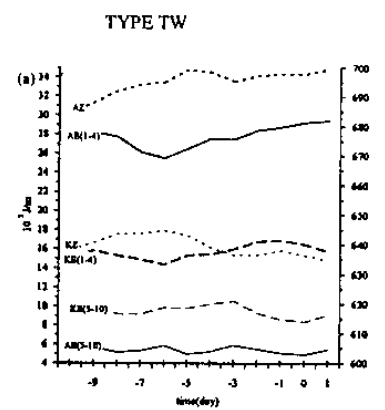
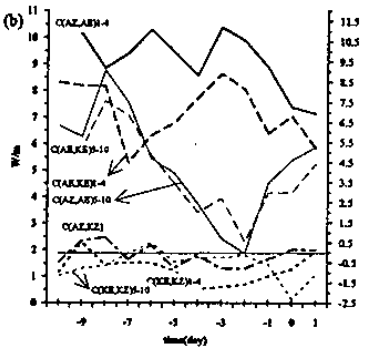
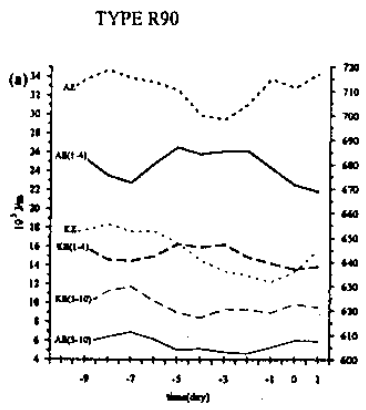
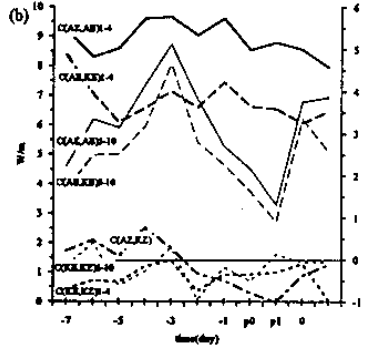
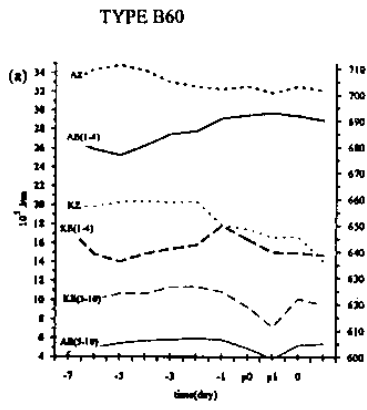


圖 9、a B60 的能量時序圖。單位為 10^5 Jm^{-2} 。
 Az 之垂直座標在右；其餘在左。
 b. 能量轉換項的時序圖。單位為 Wm^{-2} 。
 C(K_BK_Z) 及 C(AzK_Z) 之垂直座標在右；其餘在左。

圖 10、同圖 9 但為 R90。

圖 11、同圖 9 但為 TW。

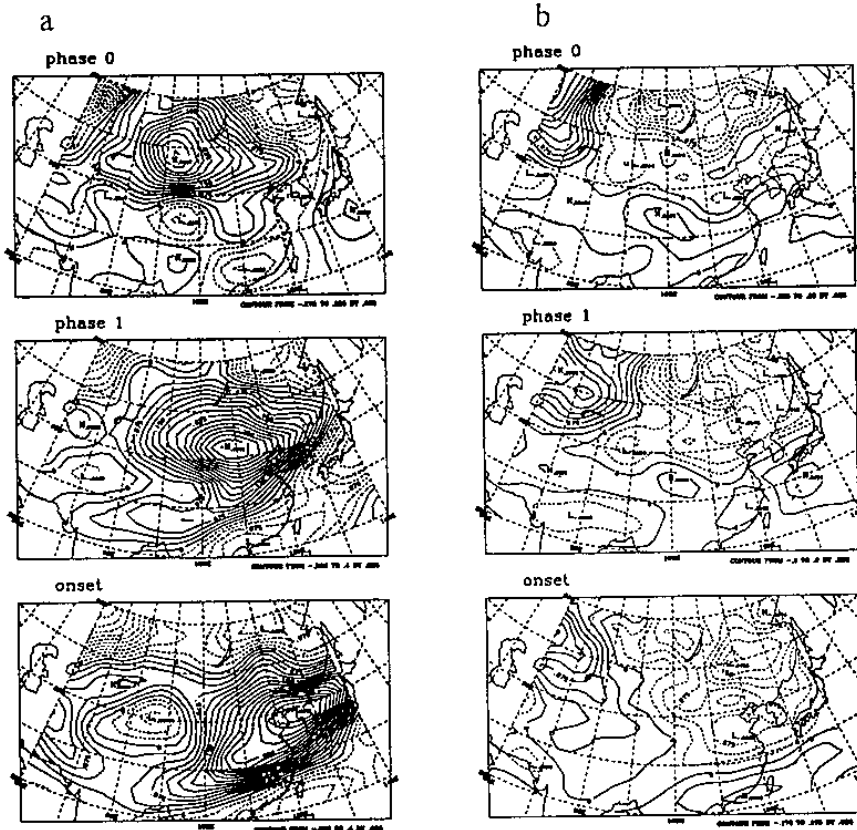


圖 13、B60 的位滯距平在等壓面上的分佈。間距為 0.05 PVU。時間順序如圖上標示。實線為正距平值、虛線為負距平值。
 a 500 hPa b 925 hPa

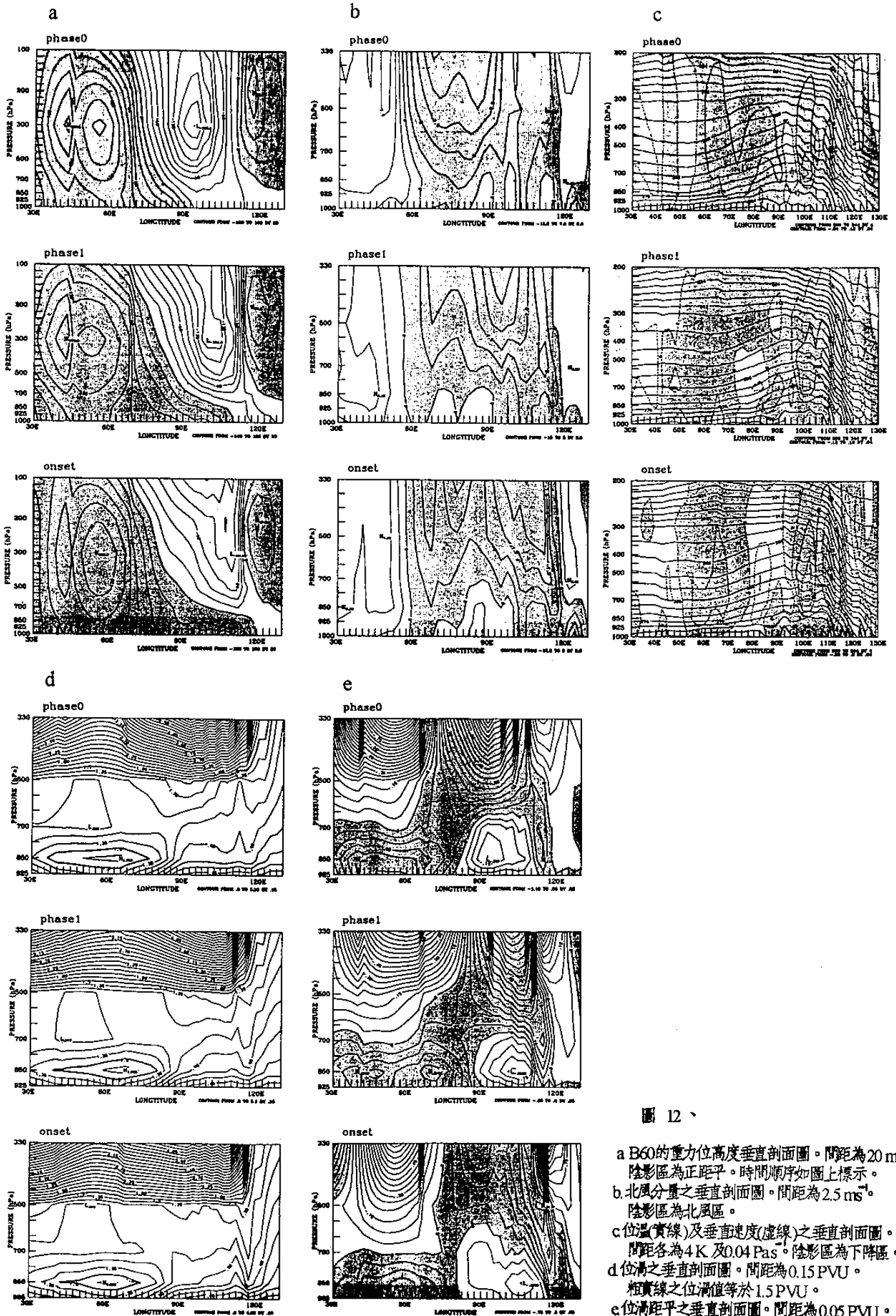


圖 12、

- a B60的重力位高度垂直剖面圖。間距為20 m。陰影區為正距平。時間順序如圖上標示。
- b 北風分量之垂直剖面圖。間距為 2.5 ms^{-1} 。陰影區為北風區。
- c 位溫(實線)及垂直速度(虛線)之垂直剖面圖。間距各為4 K及0.04 Pas。陰影區為下降區。
- d 位渦之垂直剖面圖。間距為0.15 PVU。粗實線之位渦值等於1.5 PVU。
- e 位渦距平之垂直剖面圖。間距為0.05 PVU。陰影區為正距平區。

A Study Of Northern Taiwan Cold Surge

Mien-Tze Kueh Ren-Yow Tzeng
Institute of Atmospheric Physic, National Central University.

ABSTRACT

The ECMWF/WMO data of winters 1980/81~1986/87 are used to investigate the behaviors of the atmospheric circulation during the cold surges occurred over northern Taiwan, the spectral energetics and the potential vorticity anomalies are also calculated. The temporal evolution of the energetics and the potential vorticity anomalies are examined to identify the physical mechanisms important in the cold surge processes.

The occurrence of northern Taiwan cold surges appeared to be associated with different upper-tropospheric large-scale circulation. The involved low-level cold highs are located beneath the northwesterly flow or northerly flow of the upstream upper-level ridges. Preceding the onset of the surges, the upstream longwave ridges had amplified, thus enhanced the northwesterly flow. The cold highs then migrated southeastward, and the cold air to the southeast of these highs plunged southeastward to 25°N 1~2 days later.

The baroclinic amplification of upstream ultralong waves are required to provide a large-scale instability of the basic field previously, this unstable condition could lead to the baroclinic processes of the synoptic-scale waves during the onset phase of the surges. The potential vorticity anomalies intensified in association with the amplification of the upper-level waves. The upper level high potential vorticity air is advected downward while the potential vorticity anomaly is amplified within 110°~120°E aloft, thus produced a positive potential vorticity anomaly in the relative lower-troposphere. The upper- and lower-levels potential vorticity anomalies couple might induce amplification of the low level northerly flow, hence the cold surge occurred. Besides, the baroclinic amplification of the time-mean flow played a significant role to the potential vorticity anomalies during development.