

平流層瞬間增溫的數值模擬 與折射指數平方

周仲島

張茂興

國立台灣大學

中正理工學院

大氣科學研究所

應用物理系

(中華民國七十八年二月二十五日收稿；六月十日定稿)

摘 要

本文主要是描述使用一個原始方程之中層大氣環流模式，模擬波數 2 之行星尺度羅士培波在一正壓初始環境風場下，經由不斷低邊界之波動能量供應，使得原本小振幅之擾動在近平流層頂處在垂直上傳行星波動與平均緯流風相互運作下快速增長，形成所謂平流層極區瞬間增溫的現象。

模擬結果顯示本模式可以成功地模擬出平流層瞬間主要增溫現象。在此模擬中，臨界層扮演了一個重要的角色，當垂直上傳行星波遇見臨界層時。此波動不再繼續上傳，此時在臨界層下端形成甚大波動動量輻合區，使得平均緯流風快速減速，溫度急促上升，最後終使得整個平流層極區環流轉向，溫度梯度逆轉。

為了解平均緯流風在導引垂直上傳行星尺度波動的動力性質，本文同時亦利用一解析之平均緯流風模式計算準地轉位渦度及折射指數平方參數在空間上的分佈情形，並探討其在預測平流層瞬間增溫上的可能應用。

關鍵詞：大振幅垂直上傳行星尺度波動，波動與平均流交互作用，瞬間增溫，原始方程全球模式，數值模擬，折射指數平方。

一、前言

Charney and Drazin (1961) 曾證明準地轉理論下，在對流層產生之波动能往上传播，必須滿足兩個條件，(一)為波動傳播速度相對於平均緯流風應為向東方向；(二)為波動傳播速度必須小於一個臨界速度，此臨界速度隨著波動之波長而減小。由 Charney and Drazin 理論可知除了準滯留性 (quasi-stationary) 之超長羅士培波可自由垂直上傳之外，大部份的波動皆被羈捕於對流層內。當平均緯流風為東風時，準滯留行星尺度波動也將被羈捕於對流層內無法上傳。此種情形使得平流層環流結構在夏季與冬季產生明顯的差異。在夏季北半球之平流層平均環流包含一對稱繞極之反氣旋渦流；在冬季，極區主要為一氣旋中心，此氣旋渦

流即通稱之極渦 (polar vortex)。極渦的形狀及大小會隨著阿留申高壓脊的強弱而有強烈的變形。在冬季平流層，垂直上傳之波動主要以波數 1 及 2 的行星尺度波動為主。此種波動在低平流層極夜噴流 (polar night jet) 處有極強之振幅且隨高度增加而增大，至少可達 10mb 處。此準滯留性行星尺度波動侵入強平均緯流西風區域是冬季平流層環流上一重要之特性，它的活躍性與中層大氣大氣環流結構有著非常密切的關係。冬季平流層極區瞬間增溫 (sudden warming) 現象即可能是由於垂直上傳行星尺度波動能量通量之異常加強所引發的。

冬季平流層所觀測之垂直上傳行星尺度波動的行為與基本氣流場的水平及垂直結構有著密切的關

連。Reed et al., (1963) 在60年代初期討論冬季平流層環流時，即特別強調冬季平流層西風環流主要是由垂直上傳行星尺度波動上帶之西風動量所維持的。Dickinson (1968) 的研究亦指出在熱帶之微弱西風區與中、高緯度西風帶為對流層波動最容易往上傳送的區域。Dickinson (1968) 的論文中，同時也討論風速零值線在波動能量吸收上所扮演的角色。Dickinson 認為零值線為波動能量主要吸收區域。在幾乎同時，Matsuno and Shigihisa (1968) 分析中、低平流層噴流狀風場下行星尺度波動能量輸送情形，結論為當東風噴流為西風包圍時，行星尺度波動通過風場零值線時會消耗掉大部份的能量。Matsuno (1970) 以實際緯流風剖面資料及 500mb 觀測之月平均重力位高度場為下邊界條件，利用準地轉模式，模擬冬季平流層觀測之風場垂直結構與滯留行星尺度波動之行爲的關係，結果發現利用折射指數平方 (refractive index square) 為參數，由其空間的分佈可以成功地診斷垂直及子午方向波動傳送的情形。在 Matsuno 之後，有許多研究利用觀測資料 (衛星) 或數值模式進一步探討折射指數平方在診斷行星波動上傳行爲上的應用 (Lin, 1982; O'Neill and Youngblut, 1981)。他們的研究成果中指出行星尺度波動垂直上傳行爲確實與平均緯流風的結構有密切的相關，而由平均緯流風在 y 及 z 方向曲率大小決定的折射指數平方參數也確實是很好的波動傳播之診斷工具。

本文主要即描述利用 Holton and Wehrbein (1979) 建立並經由周與柯 (1988) 改良之中層大氣大氣環流模式模擬波數 2 行星尺度波動在一初始正壓環境風場下，經由不斷波動能量的供應，與平均緯流風場交互作用，使得波動在近平流層頂處振幅快速增大，形成緯向平均風場由西風轉成東風，南北方向溫度梯度場由朝低緯度升高轉為朝高緯度升高，造成平流層極區快速增溫的情形。此種平流層極區增溫現象，會逐漸往下傳播，在數天之後影響到整個平流層的溫度與氣流的結構。同時，

為了進一步瞭解在量化上折射指數平方與平均緯流風的相關，在文中我們亦利用解析平均緯流風模式探討平均緯流風之結構與折射指數平方的分佈，並討論其與平流層瞬間增溫的相關。

二、波數 2 之瞬間增溫模擬

(一) 數值模式

本研究所採用的模式最初是由 Holton and Wehrbein (1979) 所設計，其中控制方程乃是採用原始方程式，在水平方向採球面座標，在垂直方向採用 $Z = -H \ln (P/P_s)$ ，其中 H 表示標高， P_s 表示標準大氣壓力 ($P_s = 1000\text{mb}$)。模式中控制方程在緯向以調和級數展開，並把變數以密度的平方倒數權重之。控制方程可分別寫成緯向平均方程及渦流 (eddies) 方程。模式的網格點在經向垂直剖面上以跳點網格設計。下邊界為 15 公里，上邊界為 95 公里，水平範圍是整個地球，垂直網格是 5 公里，水平則為 10 個緯度，在時間差分上選擇半隱式差分法，詳細模式說明可參看周仲島 (1988)。

本模式的非絕熱加熱項僅考慮輻射加熱效應，因為在平流層及中氣層水汽含量稀少，潛熱釋放的加熱過程可以忽略不計。輻射效應的計算是採日平均計算方式，亦即在計算太陽加熱量時，太陽入射角是以當日日出至日落期間的平均值為入射角值。在模式中短波輻射加熱部份，採用 Lacis and Hansen (1974) 所提議的參數法來計算平流層中由稀有氣體臭氧吸收紫外線而來的太陽輻射加熱效應。在模式中並採用 Dickinson (1973) 所提議的牛頓冷卻 (Newtonian cooling) 參數法來模擬二氧化碳經由波長 15 微米對大氣的輻射冷卻效應。最後，為使得模式能正確模擬中層大氣大氣環流結構，周與柯 (1988) 所測試的飽和重力波斷裂參數化方法亦包括在本模擬實驗中。

(二) 模擬結果與討論

模式的起始時間為北半球秋分南半球春分，起

始風場採用不隨高度改變，且其值為隨季節變化的月平均低平流層觀測風場。高度場由風場經由梯度風關係求得。模式在起始時間積分的十天後才有波數 2 行星尺度波動效應的加入。在前 10 天內模式的平均環流僅受到非絕熱輻射加熱效應的影響，而行星尺度波動的效應乃經由低邊界的強迫來模擬的。由於冬季平流層極區瞬間增溫現象與垂直上傳對流層之行星尺度波動行為有密切關連，在模式內我們即使用一隨時間逐漸增強之波數 2 的重力位函數來模擬此種上傳行星波的能量。此低邊界重力位函數可寫成

$$\Phi(\phi, t) = \Phi_0 (1 - e^{-\lambda t}) \sin\left(3\left|\phi\right| - \frac{\pi}{2}\right) \dots\dots(1)$$

其中 ϕ 代表緯度， t 代表時間。

此重力位函數顯示低層強迫項在南北緯 60° 時有極大值，至極區及 30° 後則為零，在熱帶地區沒有強迫項存在。此間的 $\lambda = 10^{-6} \text{s}^{-1}$ ，顯示在模式前 10 天的運算中，並沒有低邊界強迫項的介入， Φ_0 為振幅，在此模擬中 $\Phi_0 = 250 \text{m}$ 。

圖 1a 為平均緯流風在四個選定的位置時間序列分佈圖。由於模式中加入季節變化之輻射效應，因此年週期在此模式中可模擬出來。同時由於模式內並未加入地形及海陸分佈，因此可以將此全球模式視為一種對稱半球模式，亦即模式中南半球的春分可視為北半球秋分的情形，如此模式無需執行一年才得到整個年週期，祇要執行 180 天即可。

由於在前 10 天，模式中並未加入低邊界波動能量通量，此時驅動模式的外力為不均勻輻射加熱。模式的初始條件是設在分點，此時南北兩半球輻射加熱相當對稱，因此在第 10 天以前環流並無明顯變化。僅有微量的風場與質量場間的調節而已。10 天之後，在南半球的平均緯流風開始快速減速，在 36Km 、 65°S 之點，由原本大約 $+30 \text{m/s}$ 減至大約 -18m/s 。此減速速率由第 25 天持續至第 70 天，平均大約是每天減少 1m/s 。至於在 21Km 、 65°

S 之點，則由 $+30 \text{m/s}$ 減至大約 -2m/s ，速率大約是 0.7m/s/day 。南半球平均緯流風減速的現象在 36Km 、 65°S 處呈振盪現象，顯示模式內部波動與平均流之間處於一種調整過程。此種振盪現象在北半球中高平流層 36Km 、 65°N 亦相當的明顯，此種現象與“vacillation cycle”(Holton and Mass, 1976) 的現象頗為類似。圖 1b 為此四個特定點波數 2 波動振幅時間序列圖。若與圖 1a 的平均緯流風時間序列比較，即可發現，每當波動振幅持續增長至某一程度時，平均緯流風即逐漸被減速；當平均緯流風由原本西風轉成東風，此時波動的振幅，尤其是空氣密度較稀之處，呈現快速的“瞬時”減弱。在到達最小值後，才又逐漸回復原來的振幅。而在此同時平均緯流風也逐漸由最強東風開始西風加速，回復至強西風情形。波動振幅隨時間的改變速率似乎較平均緯流風來得快，若以 36公里 65°N 的時間序列來看，平均緯流風在大約第 20 天附近由原本西風 10m/s 轉成東風，在第 35 天時又轉回西風。此時原本逐漸增大的波動振幅在大約第 20 天附近由 300mb 減弱至不到 100m ，但在第 26 天又回復至 350m ，隨後在第 30 天附近又滑落，而此時平均緯流風並無明顯變化，顯示模式正在進行調整。在此點之平均緯流風於第 35 天轉換成西風後，即逐漸加強，此時波動振幅亦相對加強。自第 70 天後平均緯流風又開始減弱，於第 82 天時由西風轉換成東風。由圖 1b 可見波動振幅在大約 80 天時其振幅又開始大幅滑落由原本 900mb 滑落至大約 600m 左右。由上面討論可知平均緯流風的結構影響波動能量的垂直傳送速率，而波動動量的傳送透過動量的輻合/輻散改變平均緯流風的結構，兩者互相作用。波動與平均流之交互作用現象 (wave-mean flow interaction) 在此模擬實驗中明白顯示。為了更了解其中的演化過程，下面將更進一步的來描述模擬的結果。

(三) 平均緯流風與波動結構之演化

圖 2a ~ j 為自第 10 天至第 39 天平均緯流風 \bar{U} 在 $Y-Z$ 剖面上演化的情形。平均緯流風的初始場

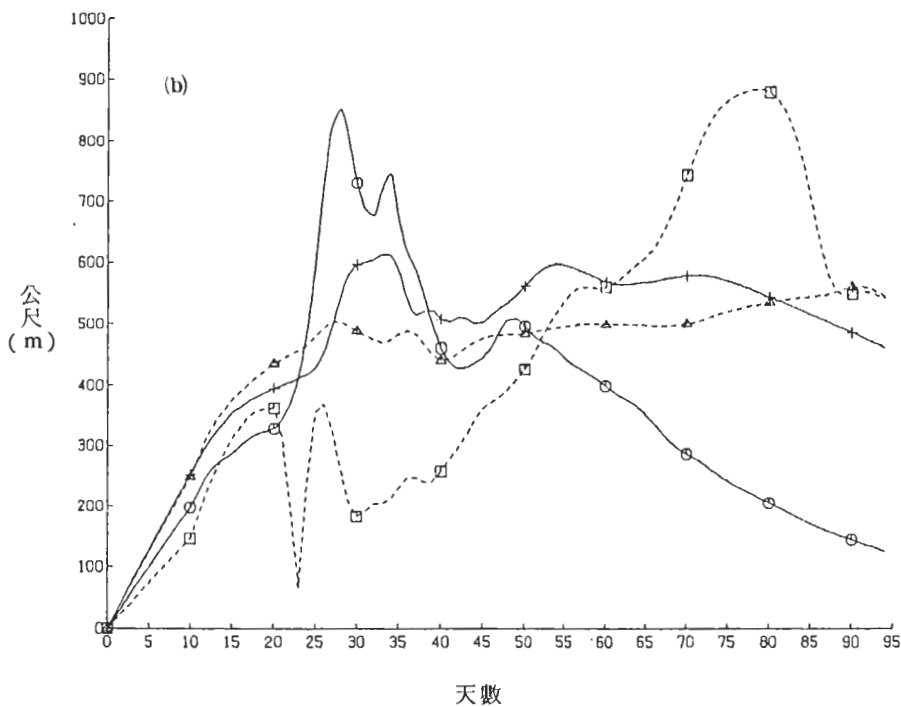
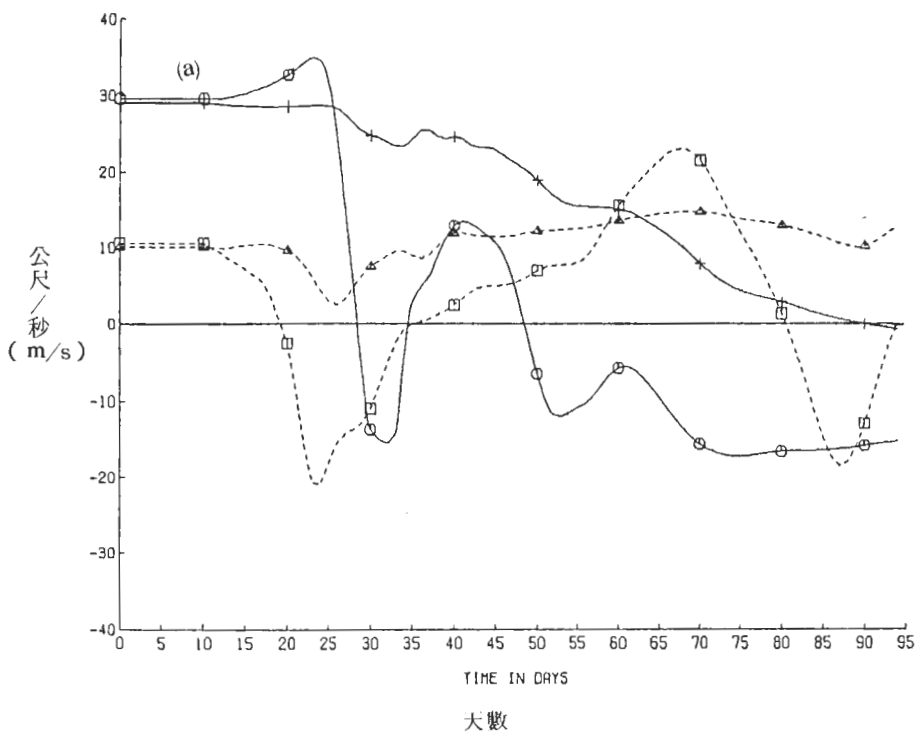
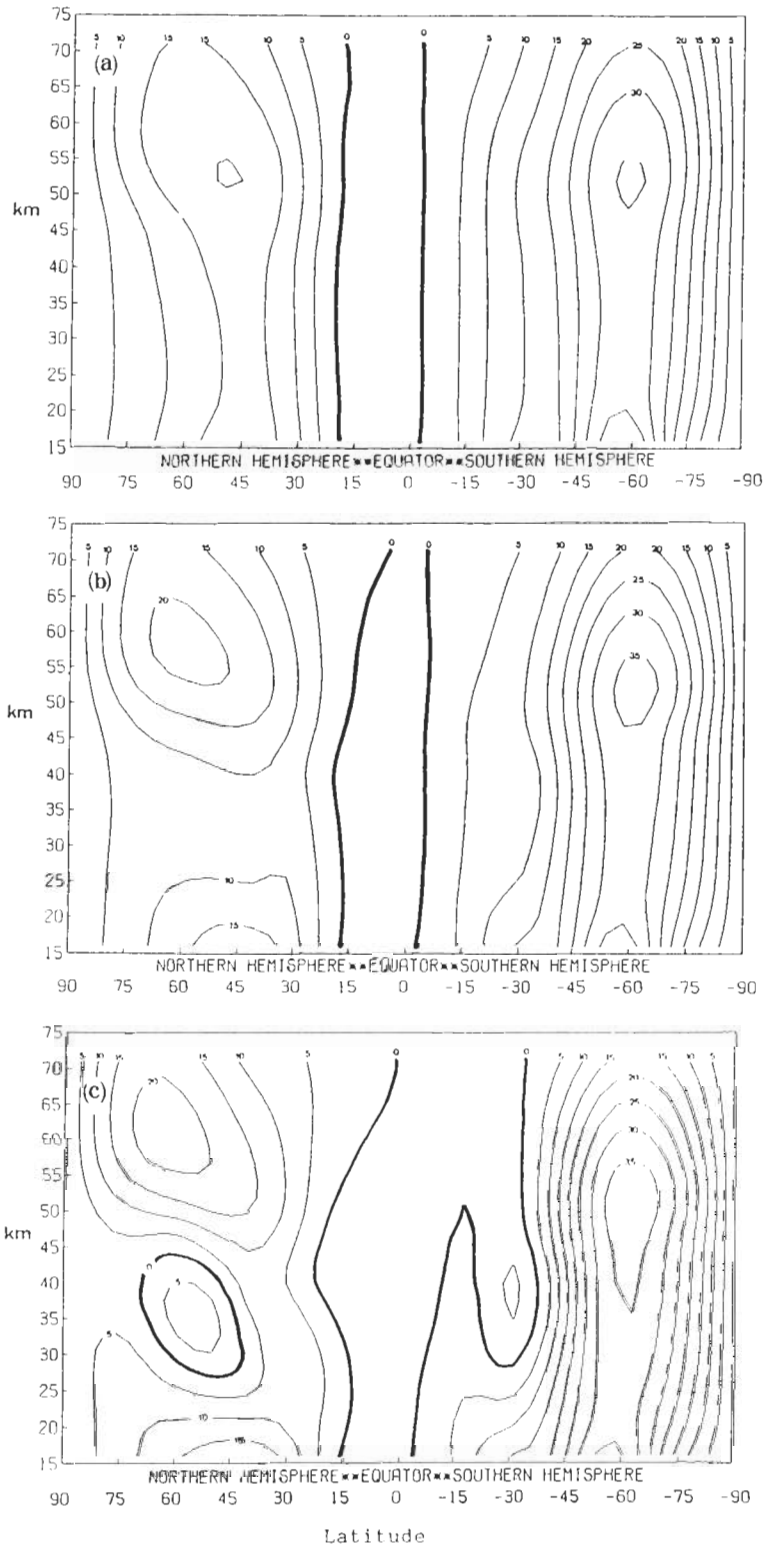


圖 1 平流層瞬間增溫模擬結果四個特定點 (“ Δ ” 21 Km, 65° N ; “+” 21 Km, 65° S ; “ \circ ” 36 Km, 65° S ; “ \square ” 36 Km, 65° N) 的時間序列圖。(a)為平均緯流風, (b)為波動(波數 2)重力位高度。



(續下頁)

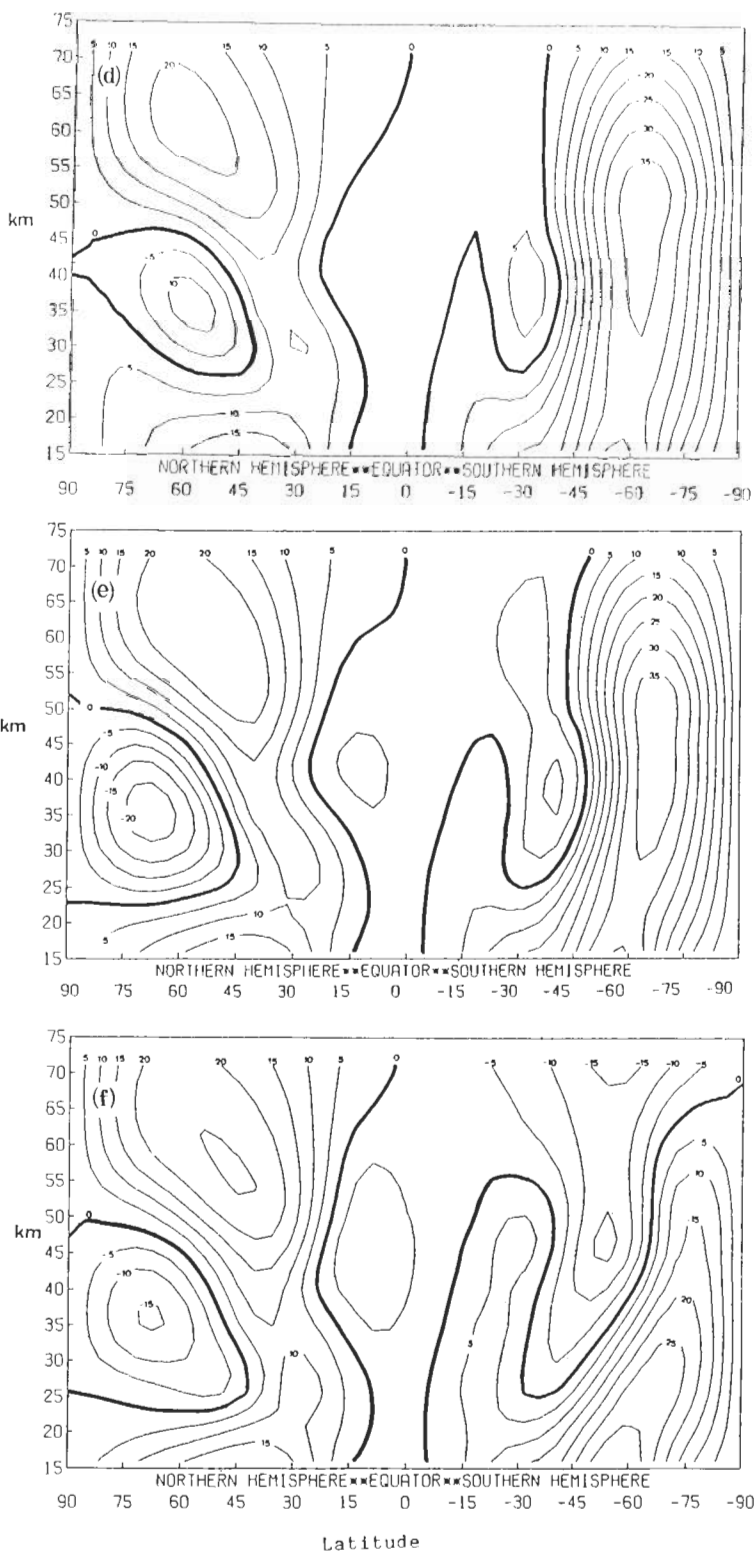


圖 2 (續)

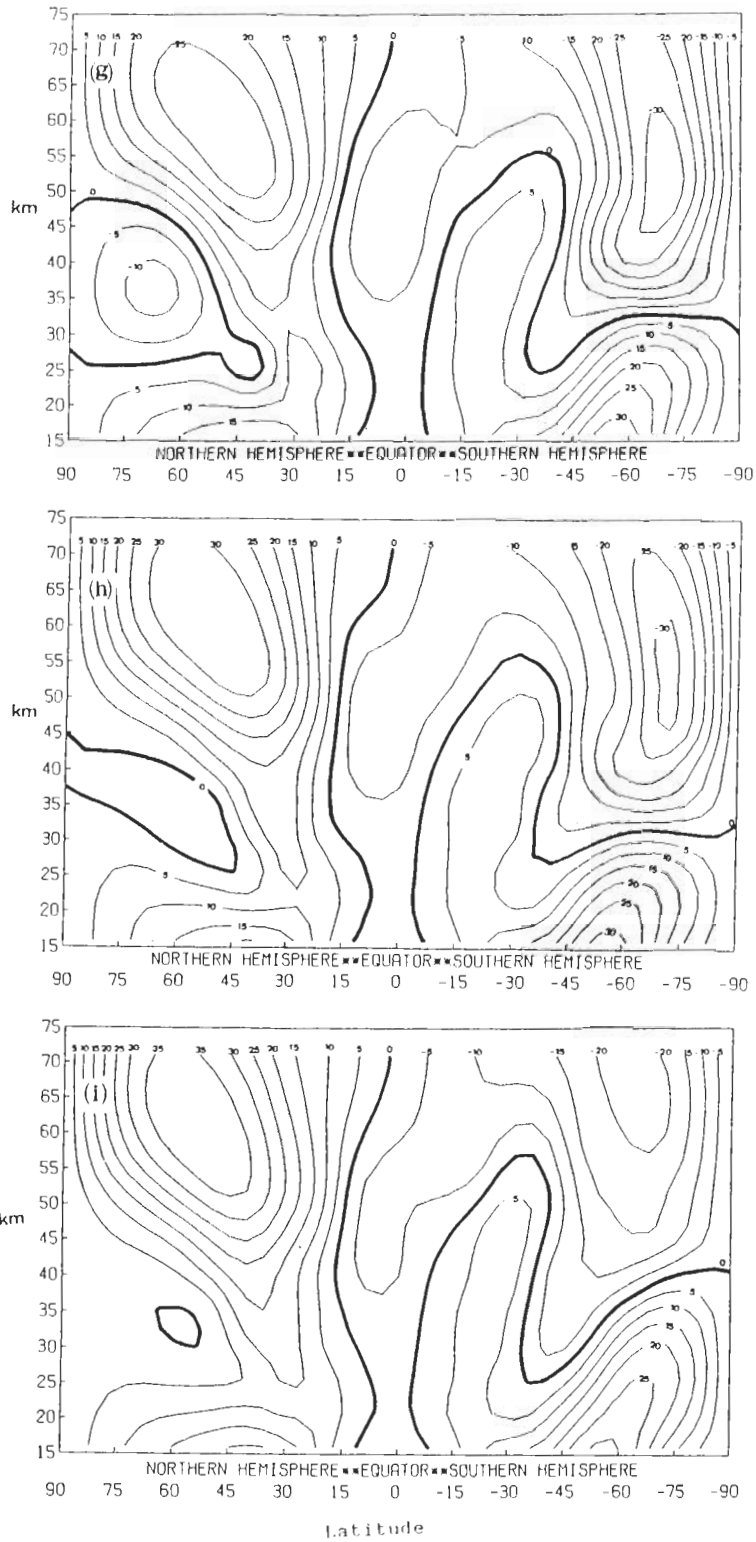


圖 2 (續)

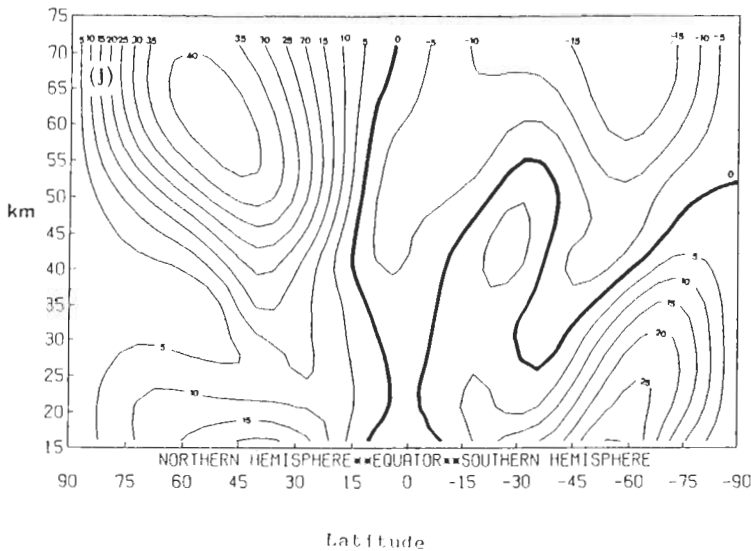
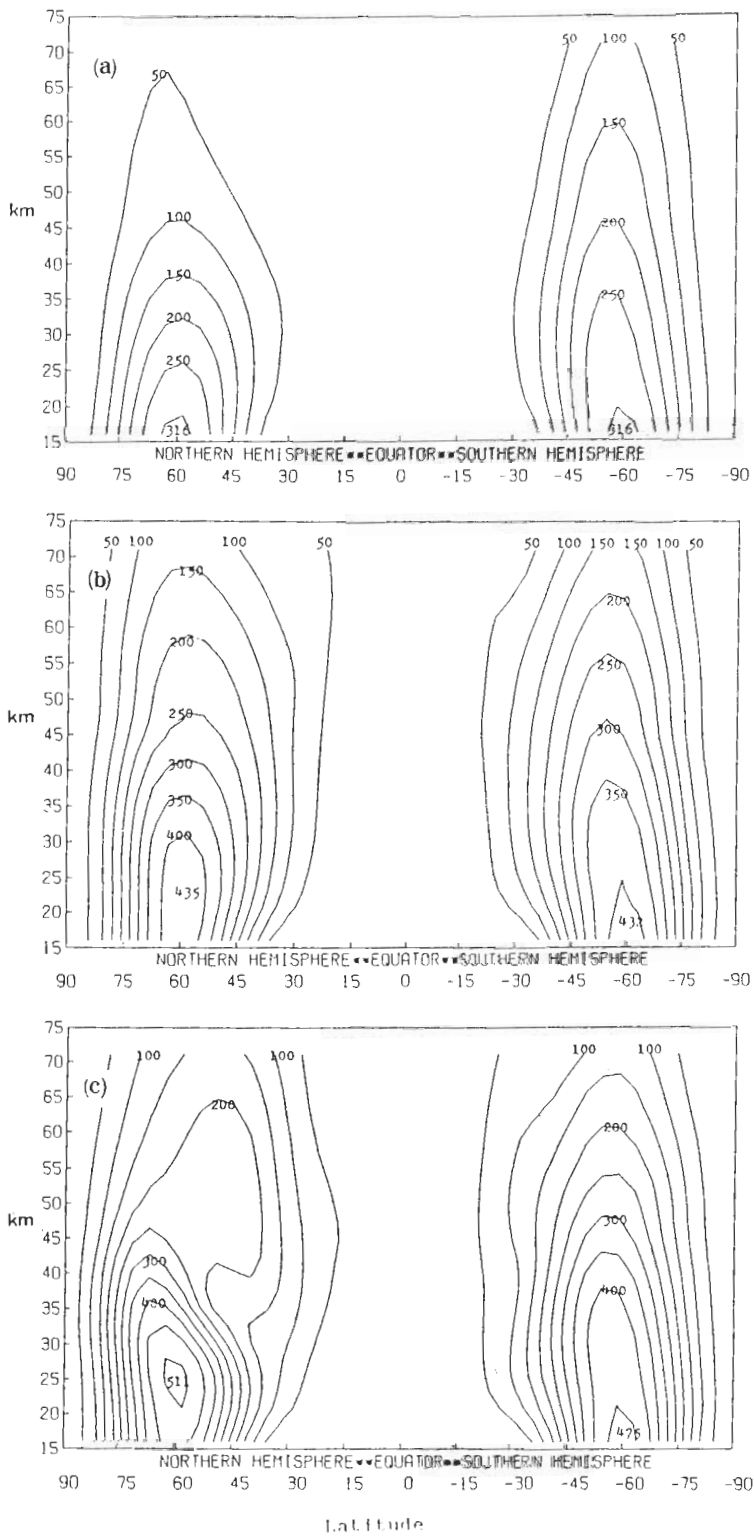


圖 2 平流層瞬間增溫波數 2 案例模擬結果，平均緯流風在經向剖面上隨時間變化情形。(a)第 10 天，(b)第 15 天，(c)第 20 天，(d)第 21 天，(e)第 24 天，(f)第 27 天，(g)第 30 天，(h)第 33 天，(i)第 36 天，(j)第 39 天。

僅為緯度的函數，經過 10 天的積分後在北半球的高平流層有些微加速，而在中平流層有些微減速情形（見圖 2a）。經過 15 天的積分後（圖 2b），在北半球高平流層及中氣層平均緯流風受不均勻絕熱加熱過程所導引之經向平均環流科氏力矩作用，產生加速效應，而中、低平流層之平均緯流風則同時受到不均勻非絕熱加熱與低層大氣上傳波動能量通量影響，產生部份加速部份減速的效應。在初期由於波動效應較弱減速的效應在中、低平流層較顯著。在南半球平均緯流風的變化並不顯著，僅在平流層頂處有些微加速情形。到了第 20 天（圖 2c）北半球中、低平流層中緯度地區平均緯流風減速情形甚為明顯，此時已由原本西風帶轉換成東風帶。此東風帶呈高緯朝北低緯朝南傾斜分佈。經仔細查驗資料，顯示平均緯流西風被減速至呈東風帶的地區最早是在 60°N 、35 公里附近，然後往極區高層、赤道區低層分別發展。至於在南半球，西風帶集中於中、高緯度地區，在副熱帶地區中、高平流層及中氣層已由原來的西風轉成東風區了。圖 2d 為積分

第 21 天的結果，此時平均緯流風的分佈情形與圖 2c 相似，唯平均緯流風的減速更形嚴重。圖 2e 為積分第 24 天後的情形，此時北半球平均緯流風的東風區已由中、低平流層中緯度地區往極區擴張，佔據了整個中、高平流層極區，且東風強度也由原先 10 m/s 加強至東風 20 m/s 。此時在中氣層及低平流層的平均緯流風仍維持不弱的西風區。

至第 27 天後（圖 2f）北半球中氣層西風持續增強（已達 25 m/s ），而北半球平流層極區的東風帶快速減弱，此時變化較大的是南半球中氣層及中、高平流層。在這些原來為西風所據有之地區由於東風區由高層往下快速傳播，使得西風被推擠集中於高緯度地區。此種情形在往後幾天的積分中更形擴大，在圖 2g（積分 30 天），圖 2h（積分 33 天），及圖 2i（積分 36 天）的結果顯示此東風帶已佔領整個中氣層及中高平流層，西風區僅在低平流層區出現。圖 2j 為積分 39 天後的結果，此時北半球整層大氣又回復到全部西風情形，在低中氣層之西風軸的強度與觀測值亦逐漸接近（此時已達 40



(續下頁)

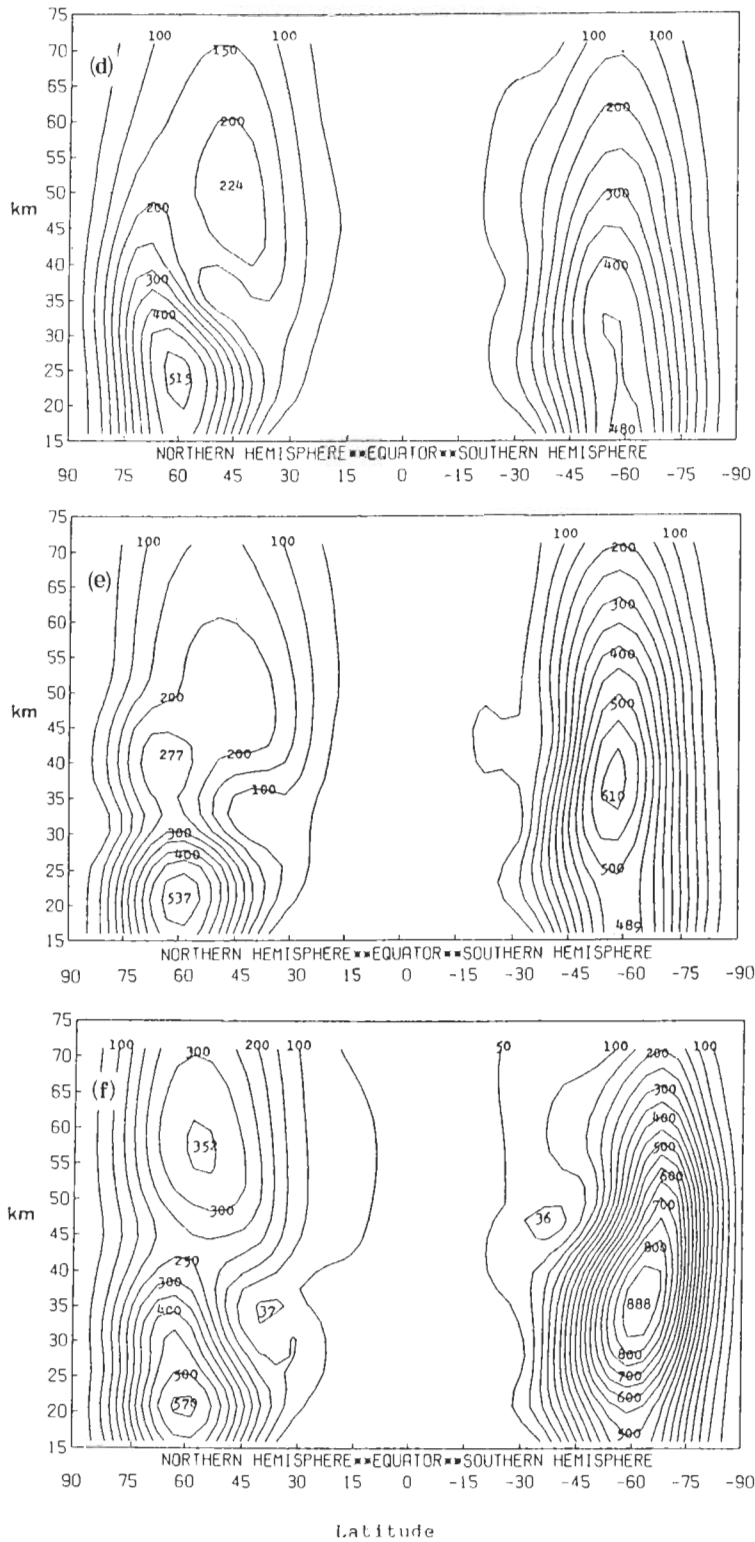


圖 3 (續)

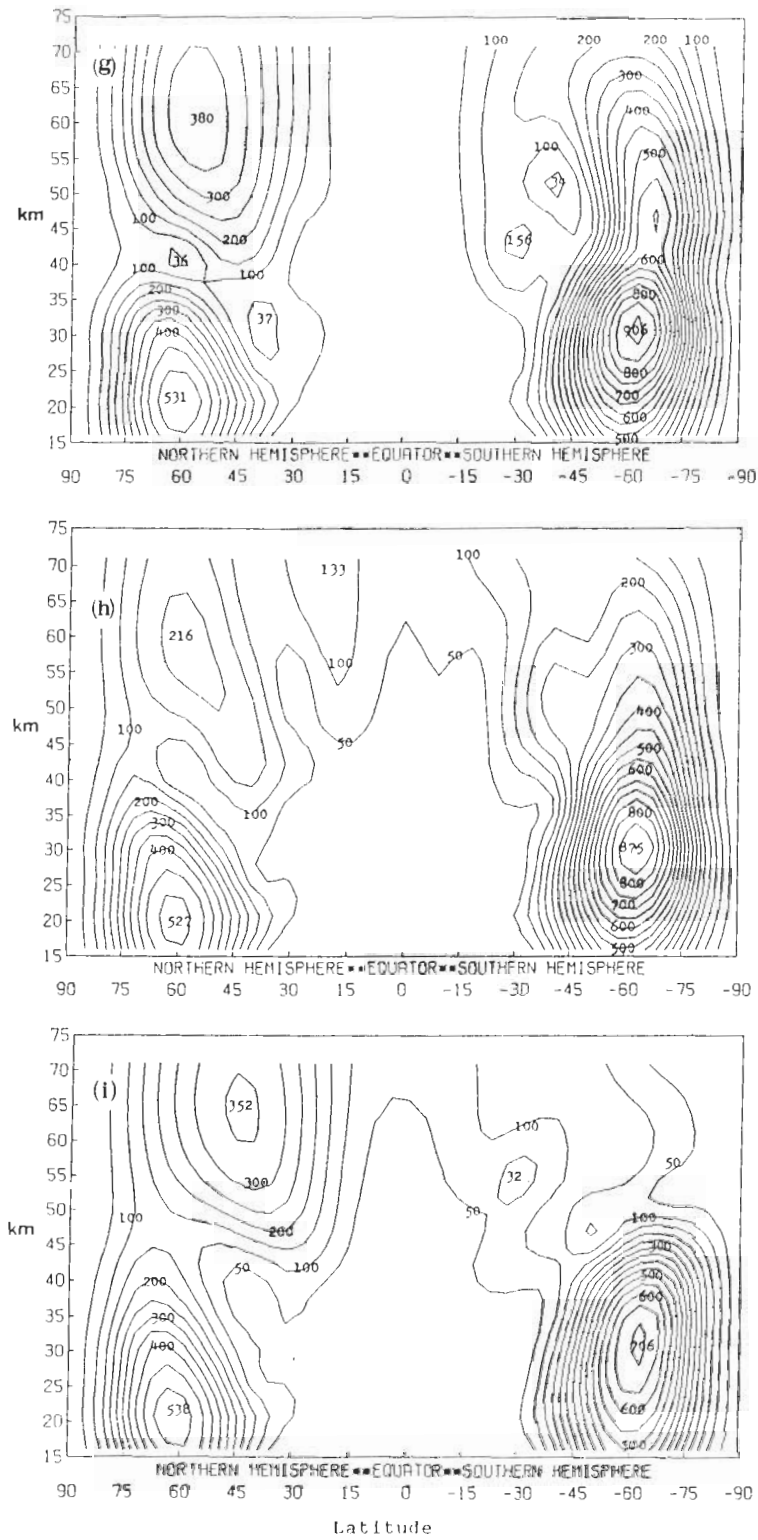


圖 3 (續)

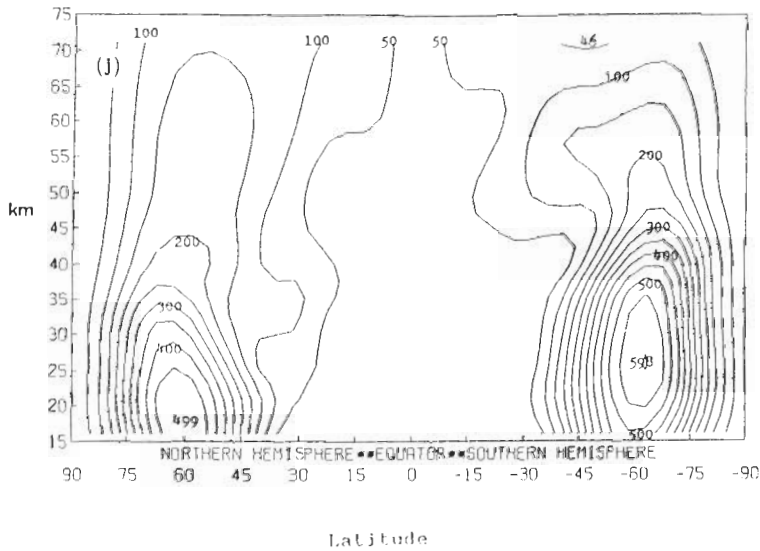


圖3 與圖2相同，但為波數2重力位波動振幅分佈情形。

m/s)。至於南半球高層則為東風而低層為西風。此種情形顯示在北半球第20天至第36天之間，中、高平流層東風帶的存在是屬於一種高度瞬變效應 (highly-transient effect) 的結果。南半球東風帶的出現在20~30天之間亦是波數2瞬變效應造成的振盪，但是在45天以後東風帶的出現。主要是由於季節遷移的緣故。

圖3a~j為相對應圖2a~j波數2高度波動之振幅的Y-Z剖面分佈情形。由圖3a及3b可以看出南、北半球波動的能量皆可以很輕易由低邊界往上传送。但到了第20天時(圖3c)，北半球波動能量的傳送有往高層往極區傾斜的現象，而在中平流層中緯度地區波動能量無法上傳的情形則至為明顯。此種現象的產生與此時中平流層中緯度地區平均緯流風由西風轉成東風有很大的關連。此種往高層極區傾斜的波動傳播行為由第20天持續了大約有兩個星期(圖3i)才逐漸恢復過來。至於在南半球波動之垂直傳送，在第30天以前亦可以自由地傳送，但在中氣層高度，有往極區傾斜的情形。過了30天以後，波動能量往上传送的能力受到極大限制，到第39天時(圖3j)波動活動主要都在

45公里以下了。

圖4a~c分別為平均緯流風U，緯向平均溫度T及波數2高度波動振幅 Φ 在緯度65°N的高度-時間剖面圖。平均緯流風在中平流層受波動能量影響形成的Vacillation cycle在圖4a及4c中表露無遺。此東風區的出現伴隨著低平流層極區溫度的升高(見圖4b)。另一方面由於季節遷移之故，在平流層頂的溫度開始大幅下降至第90天為止(北半球冬至情形)，顯示本模式的輻射過程亦有甚佳的處理。

圖5a~c分別為平均緯流風，緯向平均溫度，及波數2高度波動振幅在緯度65°S高度-時間剖面圖。一般而言，中、高平流層及中氣層的风場結構，由冬季之西風轉移成夏季之東風時，經常伴隨著“最後增溫”(final warming)的現象。此次南半球模擬結果與最後增溫情形頗為相似。在平流層頂的西風於短短的10天之內，由+40m/s減速至-35m/s。使得極區的溫度在這段時間內增溫近20°左右。經過90天的積分後，南半球已由春分進入夏至，此時平流層頂溫度持續上升，此點在模式中亦得到甚佳的模擬結果。

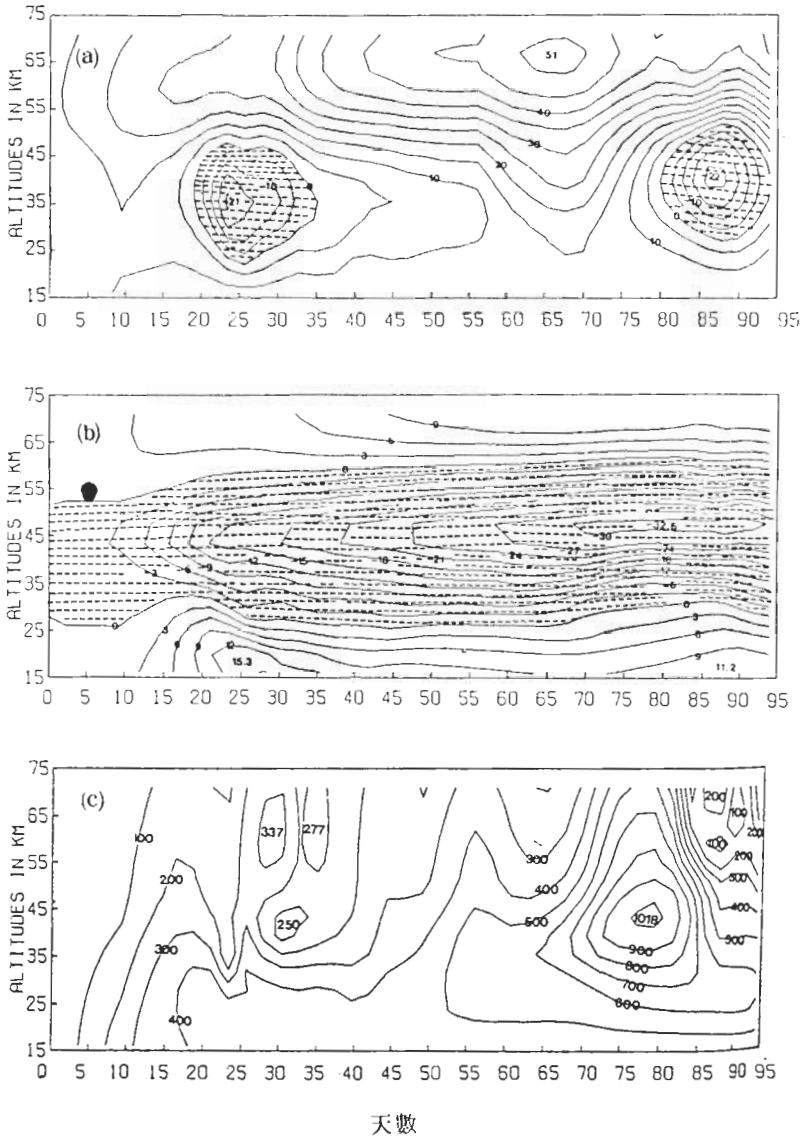


圖 4 65° N 高度—時間剖面圖，(a)平均緯流風 U，(b)緯向平均溫度 T 及 (c)波數 2 高度波動振幅。

由圖 1 及圖 4 皆明白顯示本模擬實驗在南北半球皆有 vacillation cycle 的現象出現。對北半球而言（本文討論重點）除了在第 20 天附近北半球之平均緯流風由西風轉為東風之外，在第 80 天附近，此現象又重複出現。然而這一次的緯流風轉向卻伴隨顯著波數 2 之振幅的改變，為了進一步了解波

數 2 在此時的行為，我們以極座標投影來討論波數 2 之高度波的演化情形。

圖 6 a ~ j 為波數 2 高度波動在北半球 36 公里高度上隨時間演化情形（由第 45 天至第 90 天，每隔 5 天一張）。由圖 4 c 可知在 36 公里處波動振幅在 25 天附近發生第一次振盪以後其振幅即持續增加，

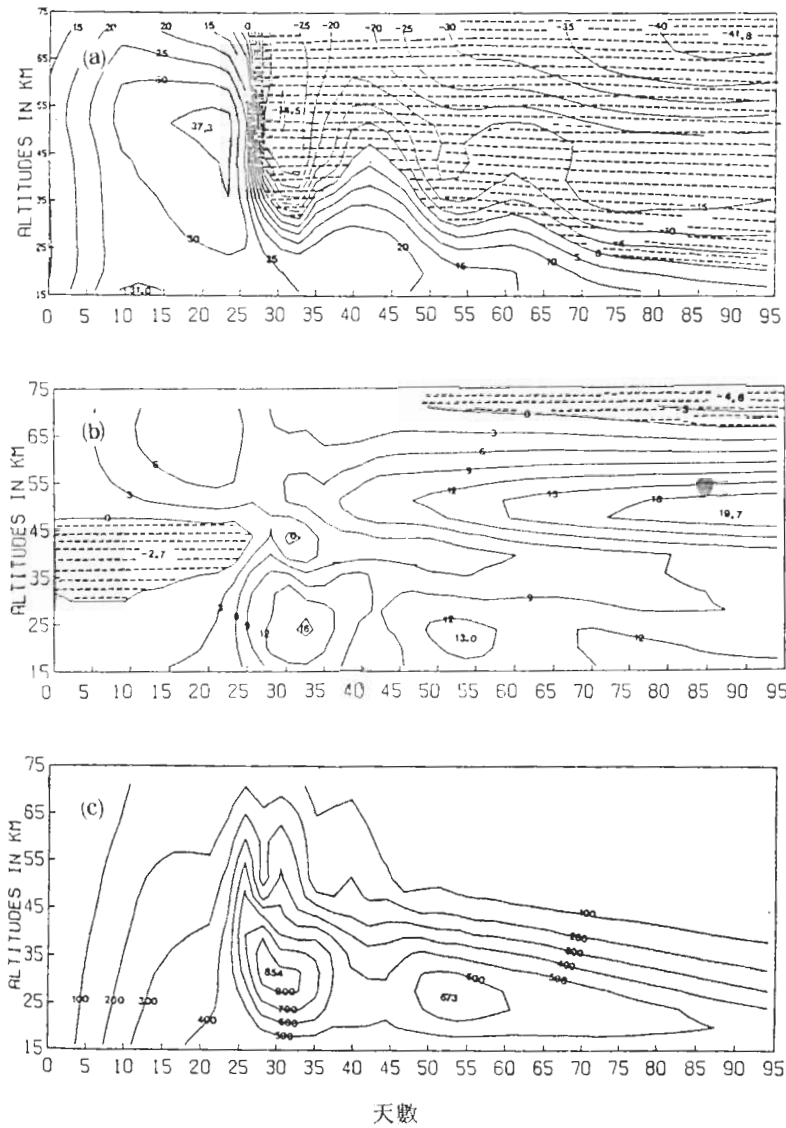
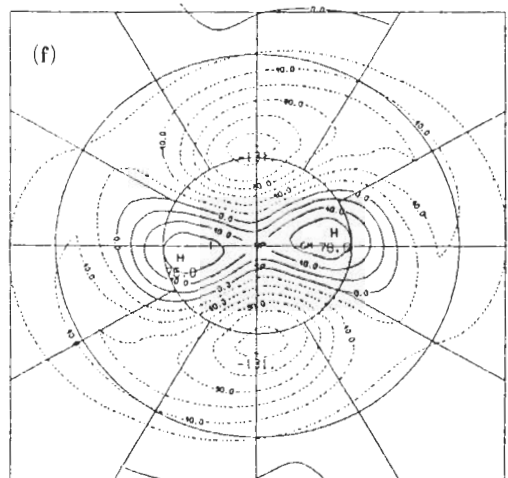
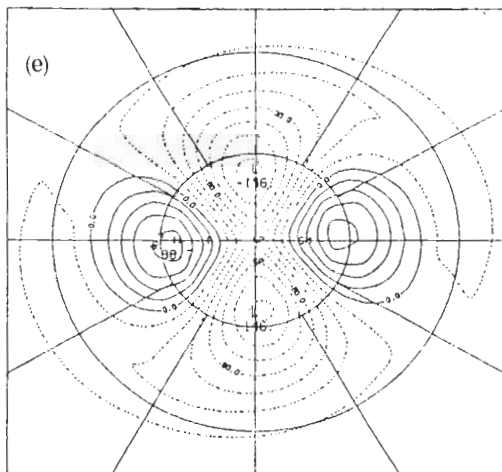
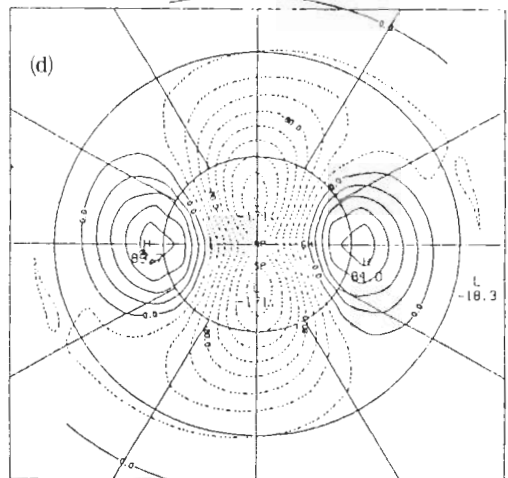
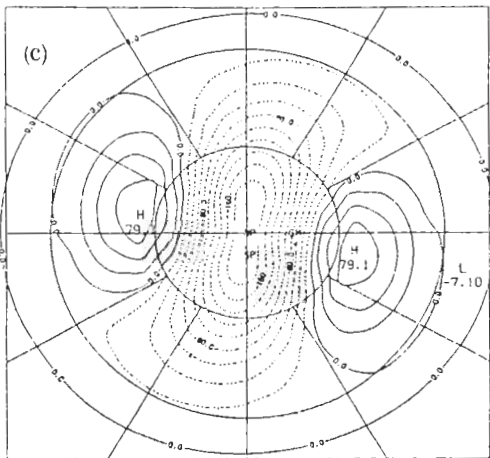
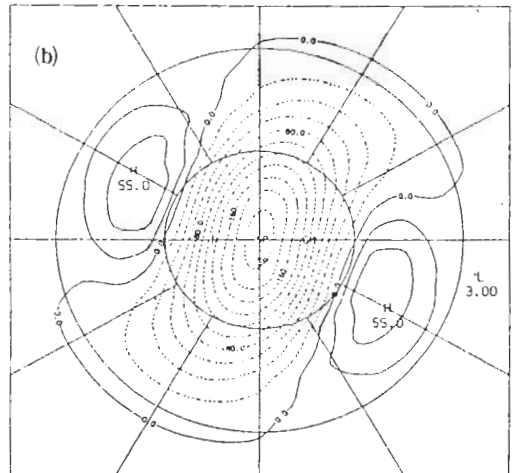
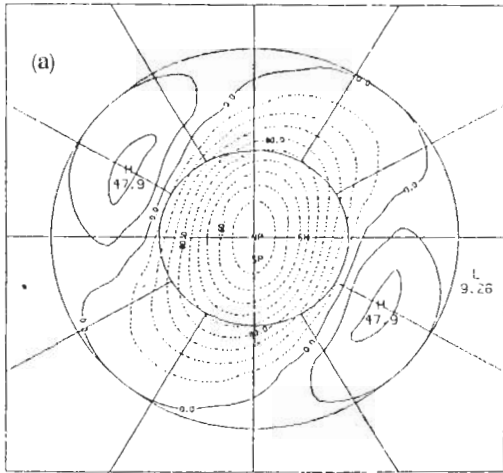


圖 5 與圖 4 同，但為 65° S 高度一時間剖面圖。

一直到80天附近達到極大值後，又快速減少。此時平均緯流則由西風轉為東風並持續至95天左右，才再回到西風情形。由圖 6a 可知，原本極區為極渦所盤據，而波數 2（對稱）之高壓中心位於北緯 45° 附近，待中緯度高壓波動振幅增強之後（見圖 6b, cd），極渦低壓中心開始分裂成兩個顯著的

低壓中心，並往較低緯度地區移動。至第 70 天時（圖 6f）極區已為高壓所籠罩，而分裂低壓中心分別已退至北緯 50° 左右。此時在北緯 70° 以北地區，已為東風所取代，不再是平常冬季常見之西風帶了。第 70 天過後，極區高壓漸漸消退，至第 80 天已退至北緯 65° 左右（見圖 6h）。往後 10 天內（圖



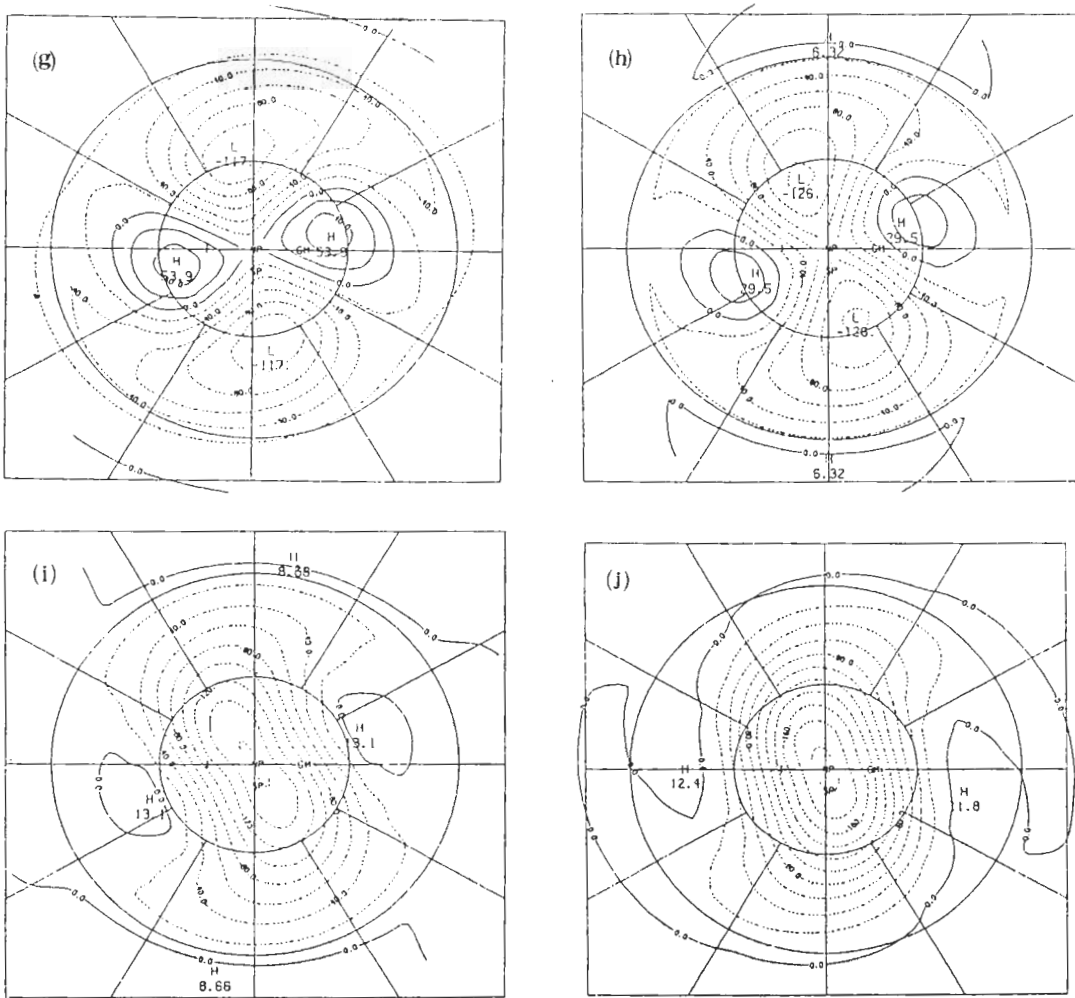


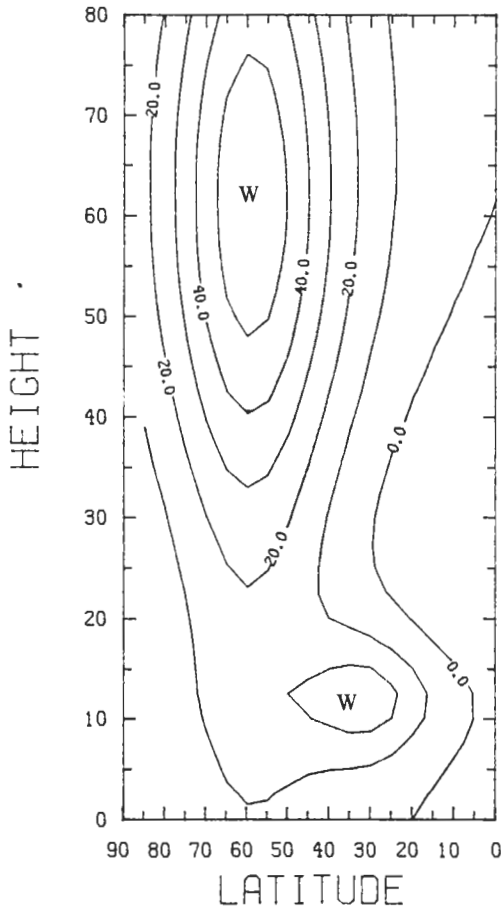
圖 6 北半球 36 公里波數 2 高度波動由第 45 天第 90 天演化情形。(a) 第 45 天, (b) 第 50 天, (c) 第 55 天, (d) 第 60 天, (e) 第 65 天, (f) 第 70 天, (g) 第 75 天, (h) 第 80 天, (i) 第 85 天, (j) 第 90 天。

6i 及 6j) 極渦開始回復至原來的位置與強度, 而高壓中心也回到原來的緯度, 祇是其地理位置稍有不同, 顯示整個環流系統在經過一次主要增溫現象後, 有明顯的相位轉移 (phase shift) 發生。

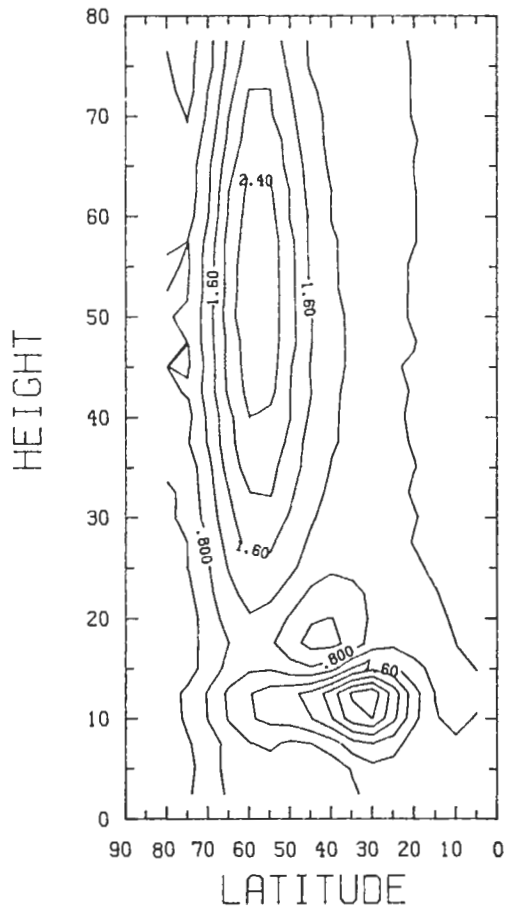
四 臨界層與主要增溫

在冬季極區平流層極區產生“主要增溫”(major warming)的動力過程在近幾年來已有許多觀測與數值模擬的研究。Hsu (1980) 及

Dunkerton et al. (1981) 利用一準線性半波譜模式(與本研究使用之數值模式頗為類似)模擬一波數 2 行星尺度波動所造成的平流層主要增溫現象時, 認為平均緯流風的特殊結構將強烈地影響到垂直上傳行星波的行為。在本模擬研究結果亦再度證實類似的結論。由圖 4a 及圖 4c 的時間序列分佈可以看到波動振幅在平均緯流風為西風時迅速增長, 到了第 70 天時平均緯流風達到相對極大值開始產生顯著減弱的情形。當平均緯流風的曲率加



(a)



(b)

(續下頁)

大時，會使得上傳行星波較能集中波動的活力至某一些特定地區。此種使波動能量集中到某一特定區域的理論是由 Matsuno (1970) 提出，並被大多數人認為可能是造成平流層主要增溫的一個重要原因。同時他們指出由過去模擬平流層增溫現象的經驗得知，若考慮的行星波為波數 1 時，底層邊界波動能量強迫項的數值必須要小心處理始能有主要增溫現象產生；但是在波數 2 的模擬時，主要增溫現象的產生似乎較易於發生。此點似乎是暗示波數 2 的行星波動較波數 1 波動容易被“集中”。Tung and Lindzen (1979) 直接提出理論解釋，認為當波動能量進入平流層極區後，平流層極區即像

一個輻射空腔 (radiation cavity)，不但將波動能量網住限制在某一特定地區，甚至將透過“共振” (resonance) 過程使得波動能量得以加倍增長，改變平均緯流風的結構。其理論亦說明為何在極區波數 2 之行星波較波數 1 之行星波易於產生共振效應。

在上述的討論中有一主要的動力因子並未說明清楚，即是平流層極區如何得以一個類似輻射空腔的運作方式。使得進入極區之波動能量無法再回傳至較低緯度地區。Tung (1979) 認為極區主要增溫過程之前期在中平流層所出現的臨界層 (critical layer) 或零風速線 (zero-wind

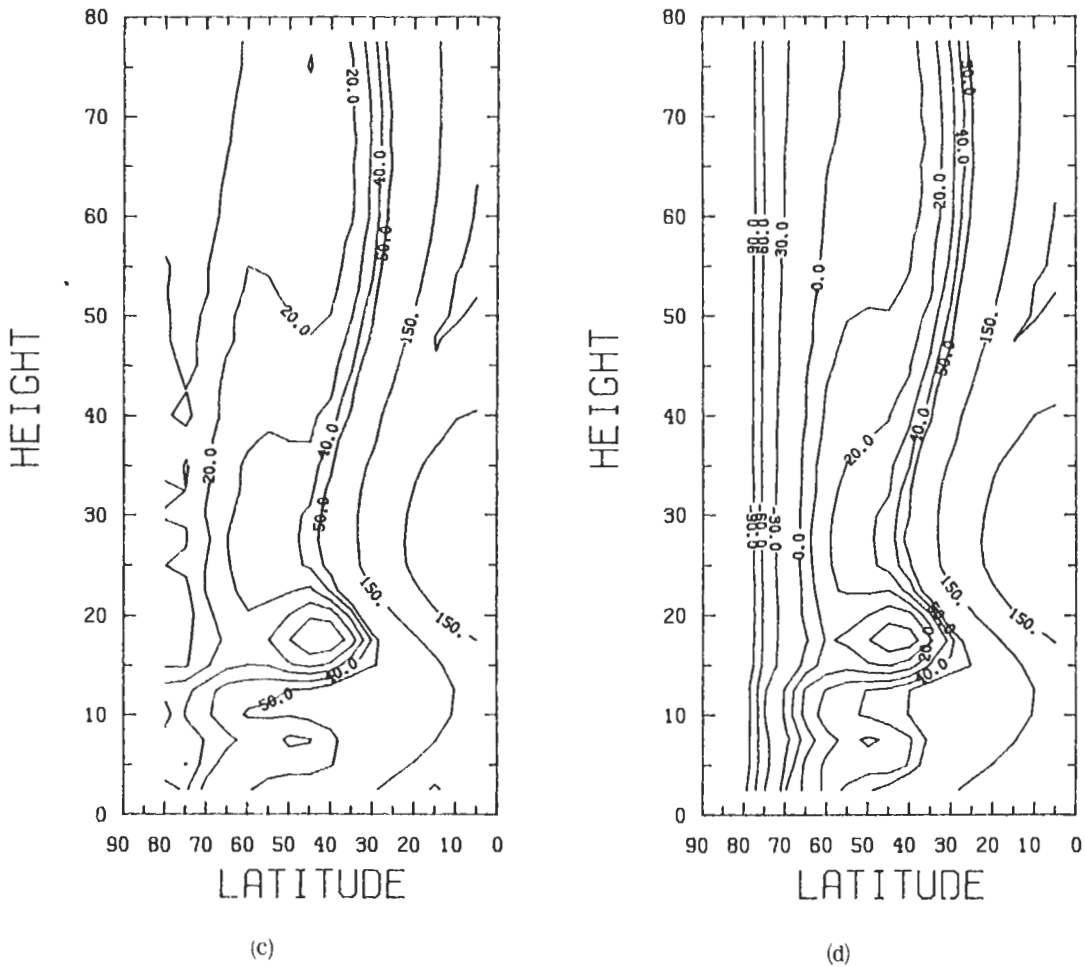


圖 7 (a)冬季平均緯流風結構，間距為 10 ms^{-1} 。

(b) $\partial q / \partial \psi$ ，單位為 S^{-1} 。

(c) 折射指數平方參數 Q_1 。

(d) 折射指數平方參數 Q_2 的分佈。

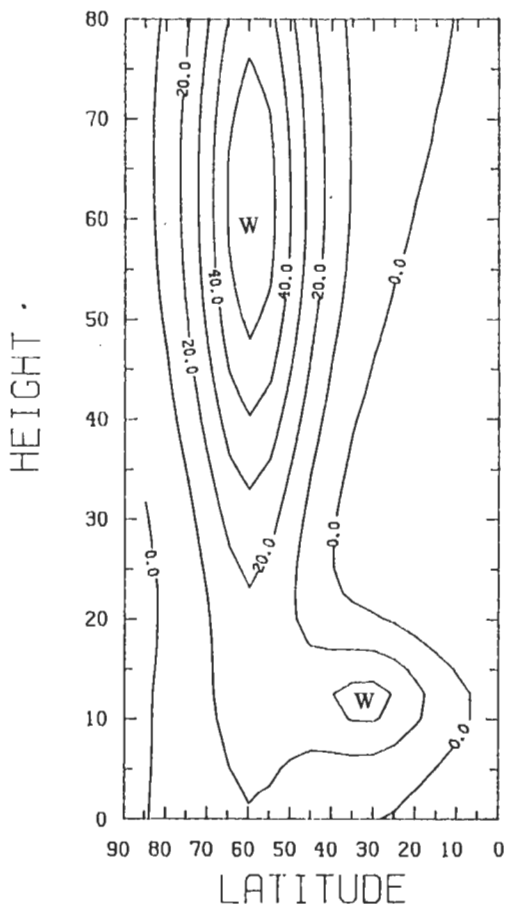
line) 扮演了一個部份反射帶 (partial reflecting zone) 的角色。此時有一部份行星波的能量在臨界層上被平均流所吸收，而有另一部份能量則反射回較高緯度地區，如此使得平流層極區形成所謂的輻射空腔。此種說法仍有缺點，主要是低緯地區臨界層或峽風速線的行爲我們並不清楚，以往的線性理論或準線性理論並無法提供圓滿的答案，而非線性理論或模式的探討亦非常不容易達成，因此到底臨界層的角色是一個類似天文中之黑洞的無盡能量吸收區，還是像 Tung (1979) 所描述的

部份能量反射帶，仍有待進一步的探討。

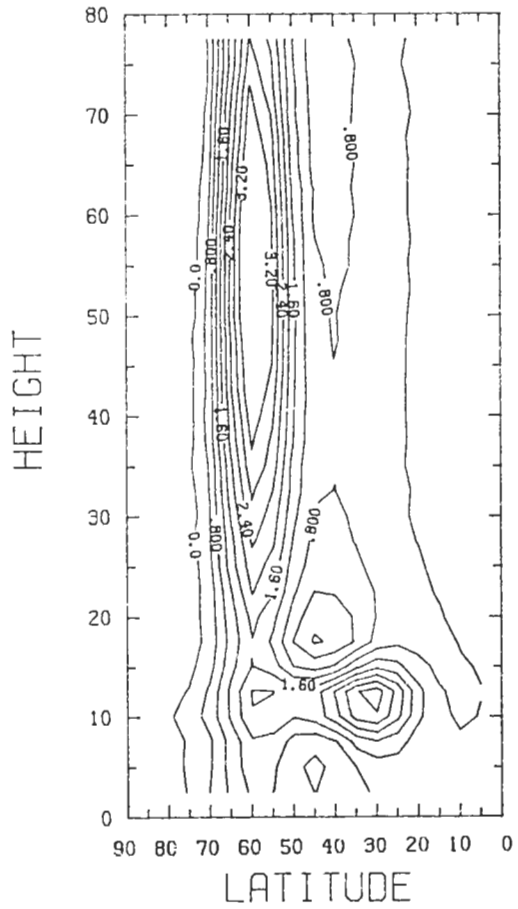
三、折射指數平方與垂直上傳行星尺度波動

爲了解平均緯流風在導引垂直上傳行星尺度波動的動力性質，在這一節中我們同時亦利用一解析之平均緯流風模式計算準地轉位渦度及折射指數平方參數在空間上的分佈情形，並探討其在預測平流層瞬間增溫上的可能應用。

(一) 基本理論



(a)



(b)

(續下頁)

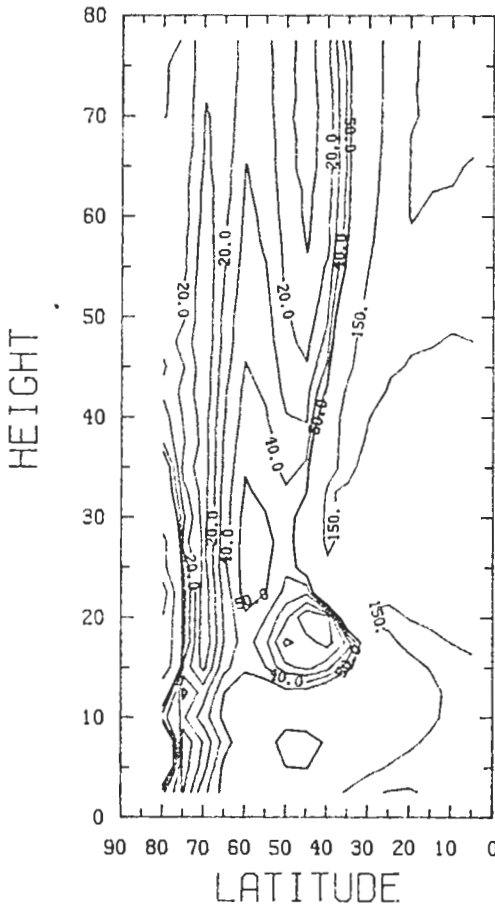
考慮一疊加在地轉平衡之基本氣流下微小振幅擾動，假設此基本氣流場隨時間的改變很緩慢，並假設大氣為靜力穩定且考慮的擾動為線性的。如此在球面座標線性擾動渦度與熱力方程可以寫成

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \zeta' + \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \phi} - 2\Omega \sin \phi \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho w') = 0 \quad \dots (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\omega} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \frac{\partial \Phi'}{\partial z} - 2\Omega \sin \phi (\cos \phi) v' \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial z} + N^2 w' = 0 \quad (3)$$

上式中各變數的定義如下：

- a : 地球半徑
- N : Brünt-Väisällä 頻率
- $\bar{\eta}$: 基本狀態的絕對渦度
- v' : 擾動經度方向速度分量
- Φ' : 等壓面上相對於基本狀態之擾動重力位
- ζ' : 擾動渦度
- ρ : 基本狀態之空氣密度
- Ω : 地球旋轉率
- $\bar{\omega}$: 基本氣流之角速率
- u' : 擾動緯度方向速度分量
- w' : 擾動之垂直速度
- ϕ : 緯度



(c)

圖 8 (a) 狹窄西風噴流平均緯流風結構，間距為 10 ms^{-1} 。

(b) $\partial q / \partial \phi$ ，單位為 s^{-1} 。

(c) Q 。

其中 $Z \equiv -H \ln(P/P_s)$ ， P 是壓力， P_s 是參考層壓力， H 是標高。將(2)與(3)合併，可得位渦度方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\omega} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) \left[\zeta' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho}{N^2} \frac{\partial \Phi'}{\partial z} \right) + 2\Omega \sin \phi \right] + \frac{4\Omega^2 \sin^2 \phi}{N^2} a \cos \phi \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial z} + \left(\frac{\partial Vg}{\partial z} \frac{\partial v'}{\partial z} \right) + v' \frac{\partial \bar{q}}{a \partial \phi} = 0 \dots\dots\dots(4)$$

在(4)中， Vg 為子午方向之地轉風分量， $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 為基本氣流之位渦度在 y 方向的梯度。由地轉風關係

$$\zeta' = \frac{1}{2\Omega \sin \phi} \frac{1}{a^2} \left[\frac{\sin \phi}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\cos \phi}{\sin \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \phi} \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial \lambda^2} \right] \dots\dots\dots(5a)$$

$$v' = \frac{1}{2\Omega \sin \phi} \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} \dots\dots\dots(5b)$$

如此可以改寫(4)式為診斷方程形式

$$\bar{\omega} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[\frac{\sin^2 \phi}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\cos \phi}{\sin \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{\cos^2 \phi} \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial \lambda^2} + 4\Omega^2 \sin^2 \phi \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\rho}{N^2} \frac{\partial \Phi'}{\partial z} \right) \right] + \frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} \frac{\partial \bar{q}}{\partial \phi} = 0 \dots\dots\dots(6)$$

(6)式中之係數與經度 λ 無關，所以 Φ' 可寫成

$$\Phi'(\lambda, \phi, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \Phi_m(\phi, z) e^{im\lambda}$$

其中 m 為在 λ 方向之波數。

假設大氣幾近等溫，則 N^2 可以均勻大氣高度 H 取代之。如此定義新變數 $\Psi(\phi, Z)$ 來簡化(6)式

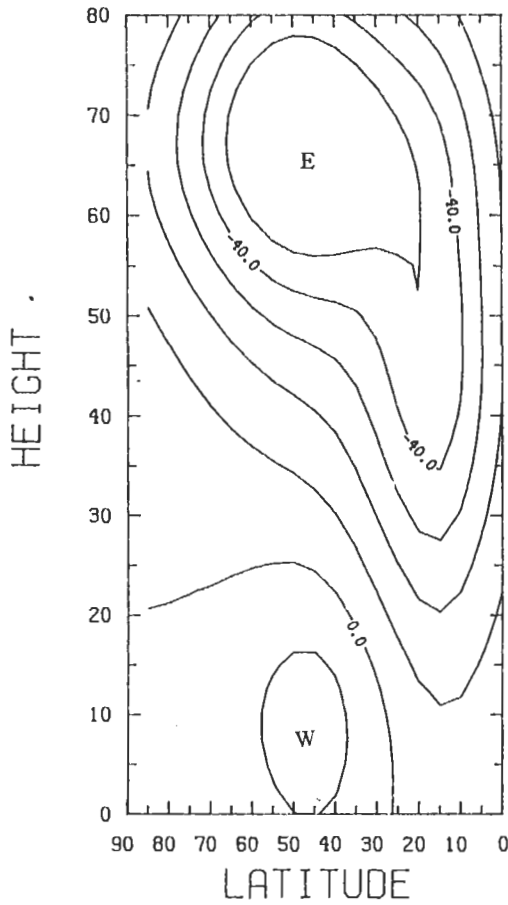
$$\Psi_m(\phi, z) = e^{-z/2H} \Phi_m(\phi, z)$$

此間 $\Psi_m(\phi, Z)$ 與擾動能量的密度是幾近成正比例的，式(6)簡化後可得二維波動方程

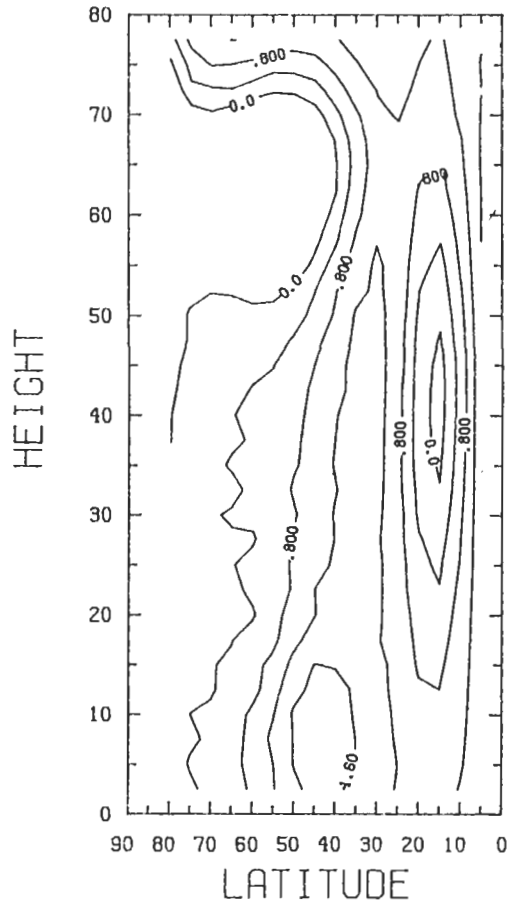
$$\left[\frac{\sin^2 \phi}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{\cos \phi}{\sin \phi} \frac{\partial \Psi_m}{\partial \phi} \right) + \ell^2 \sin^2 \phi \frac{\partial^2 \Psi_m}{\partial z^2} \right] + Q_m \Psi_m = 0 \dots\dots\dots(7)$$

其中 Q_m 即是“折射指數平方”， Q_m 的定義為

$$Q_m = Q_0 - m^2 / \cos^2 \phi$$



(a)



(b)

(續下頁)

其中

$$Q_0 = \frac{\partial \bar{q}}{\partial \phi} \frac{1}{\cos \phi (\bar{\omega} - \frac{1}{m} \alpha)} - \frac{\ell^2}{4H^2},$$

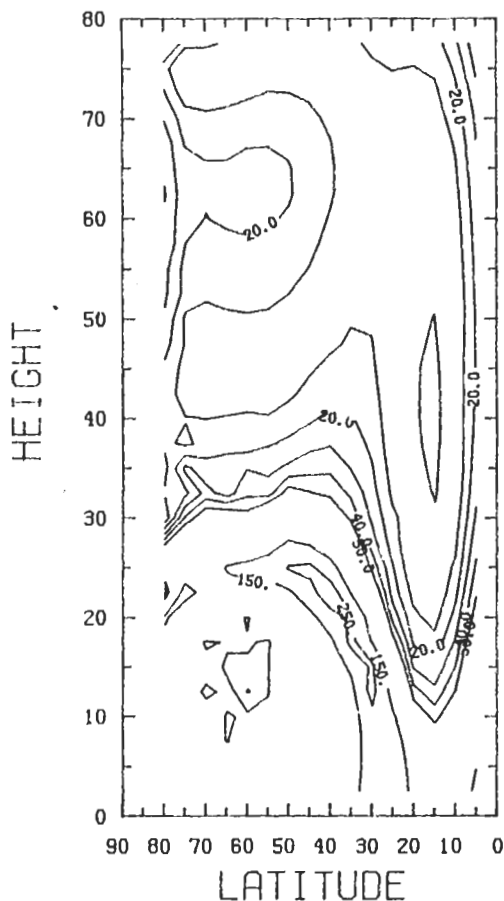
$$\ell^2 = \frac{4\Omega^2 a^2}{N^2} \dots \dots \dots (8)$$

式(8)中 $\alpha = 5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ 係指牛頓輻射冷卻係數
 $N^2 = 4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, 及

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial \phi} = \left[(2\Omega + \bar{\omega}) - \frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial \phi^2} + 3 \tan \phi \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial \phi} \right. \\ \left. - \frac{4\Omega^2 a^2 \sin^2 \phi}{N^2} \left(\frac{\partial^2 \bar{\omega}}{\partial z^2} - \frac{1}{H} \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial z} \right) \right] \cos \phi \dots (9)$$

式(7)為一般的二維波動方程，由線性波動理論知道式(7)中 Ψ_m 解的特性與 Q_m 的値息息相關，若是 Q_m 為正值則 Ψ_m 為傳播式波動解，若 Q_m 為負值，則 Ψ_m 為消散式波動解；而 Q_m 値大小本代表傳播（或消散）速率的快慢。這些波動傳送的特性與大氣內許多變數的分佈有密切不可分的關係。由式(8)及式(9)可知，折射指數平方參數分佈情形與平均緯流風在經向剖面上（Y, Z）的分佈有非常密切的相關。

在下面的討論中，我們利用解析解方式，設計一平均緯流風風場結構。此風場剖面圖為緯度與高度的函數，當代入一些適當的參數，所得之風場分



(c)

圖9 與圖8同但為夏季平均緯流風結構情形。

佈將與真實大氣某些特殊狀況下的平均緯流風分布相吻合，再由不同風場特殊結構探討所計算之折射指數平方的分布與垂直上傳行星尺度波動的相關。

二) 解析模式

假設平均緯流風場 $\bar{U}(\phi, z)$ 可寫成

$$\bar{U}(\phi, z) = \cos(\phi - \phi_0) V, \dots \dots \dots (10)$$

其中 $\phi_0 = 45^\circ$

$$V = \sum_i V_i, \quad i = 1, 2, 3, \dots \dots \dots \text{in}$$

其中 $V_i = U_i \operatorname{sech} [B_i (\phi - \phi_i)] \operatorname{sech} [A_i (Z^* - Z_i^*)]$

此式頗類似於 Tung (1979) 的公式，Lin (1982) 亦使用相似的公式。(10) 式的結構與各參

數間的關係為 U_i 代表一主要風場結構其振幅的大小 (m/s)， A_i, B_i 分別代表此一風場結構在 Z 方向及 ϕ 方向曲率的大小， ϕ_i, Z_i 代表此一風場結構之極值在經向剖面上的位置，其中 $Z^* = Z/H$ 。

為模擬冬至時中層大氣的平均緯流風結構，(10) 式中各參數所選取的數值如下

V_i	ϕ_i	Z_i^*	U_i	comments
V1	5°	$27.5/H$	-12	赤道東風區
V2	30°	$12.0/H$	30	極夜噴流 (副熱帶區)
V3	60°	$60.0/H$	63	高平流層之噴射氣流區

為模擬夏至時中層大氣平均緯流風結構，各參數所選取的數值如下 (可參考 Murgatroyd, 1982)

V_i	ϕ_i	Z_i^*	U_i	comments
V1	15°	$42.5/H$	-48	低緯度中平流層東風區
V2	45°	$10/H$	18	中緯度中平流層西風區
V3	50°	$67.5/H$	-68	中緯度高平流層東風區

三) 結果與討論

圖 7a 所示為冬季平均緯流風結構。冬季平均緯流風的特徵為在副熱帶低平流層有一西風極大值區，赤道平流層主要由東風所籠罩，中、高緯度平流層則有一顯著西風噴流區存在，其強度可高達 60 m/s，圖 7b 及 7c 所示為相對應之位渦度 y 方向梯度及折射指數平方的分布。圖 7b 顯示於 $40^\circ N$ 、18 Km， $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 有一極小值，而於 $30^\circ N$ 、12 公里附近及 $60^\circ N$ ，平流層頂附近，為極大 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 值區域。此計算之結果與 Mat suno (1970) 的預測相符合。Mat suno 認為 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 之極值與對流層西風噴流的強弱及結構有密切關連， $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 極小值區正好位於低平流層之主要強西風軸之間。 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 極小值的位置正是 Q。極小值的位置 (見圖 7c)。由前節討論得知在 Q。極小值區，將不利於波動向上傳送。Charney and Stern (1962) 亦證明 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 若為負值，將不利於擾動的傳播。我們同時計算沿緯度方向波數 $m = 1, 2, 3, 4$ 之折射指數平方分布 (僅示 $m = 2$ 之圖，圖 7d)

。結果發現 Q_m 零值線在 $m = 1$ 及 2 時約位於 60° N 以北，但在 $m = 3$ 時，零值線已移至 45° 左右， $m = 4$ 時已移至 40° N 左右。當 $m = 1$ 及 2 時有較大區域利於波動向上傳送。由以上的結果中，發現 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 的極大值與 Q_m 的極大值和西風噴流有密切的關連。此時西風噴流扮演一個波導 (wave-guide) 的角色，此點與 Dickinson (1968) 的結論不大相同。Dickinson (1968) 曾提出一波動傳送理論，認為強西風軸並不利於行星尺度波動的垂直傳送，而是近極區微弱西風較利於波動的傳送，有人將此稱之為極區波導機制 (polar wave-guide mechanism)。然而 Matsuno (1970) 認為在極夜噴流南方有一極小之 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 值的區域，此區域的確是並不利於波動的傳送，而在西風噴流的北方則有利於波動的垂直上傳。他並以數值模式來證明他的理論，其模擬結果發現波動較容易往高緯度地區 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 值較大區域傳送，而且波動一旦進入高緯度區，無法再往南傳送。此理論與我們現在所討論的波動行為較相符合。

為了解平均緯流風緯度曲率對波動垂直傳播之重要性，我們改變平均緯流風之緯度結構，以測試其對垂直傳送行星尺度羅士培波的影響。在此我們固定平均緯流風結構中其他參數，祇改變 B_3 值。圖 8a 顯示當 B_3 增加 3% 時之平均緯流風結構。當 B_3 增加時，表示高平流層的西風噴流的區域縮小，亦即將西風噴流限制在較高之緯度帶內，如此風速零值線向北移。由圖 8b 及 8c 之 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 及 Q_2 分佈，可見在狹窄西風噴流軸的情形下，平均緯流風對行星羅士培波較易於被引導往高層傳播，因此可有較強的波動能量上傳。當 B_3 減少了 3% 時，此時西風噴流的區域佔有較寬緯度的區域 (圖未示)，且在 20Km 以下無明顯之強風軸，也無風速零值線。 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 及 Q_m 值的分佈皆沒有明顯垂直波導的情形存在，往上輸送之波動能量會顯得較小。

Labitzke (1982) 發現 1978 / 1979 冬天平流層之極夜噴流於 2 月上旬有加強之趨勢，且其主軸由 1 月 18 日之 55° N 移至 2 月初 75° N 處。

這往北移動的情形推測是由行星尺度波動所造成的。為測試極夜噴流主軸的位置對行星尺度波動垂直傳送的影響，本研究亦嘗試將極夜噴流主軸由 60° N 移至 75° N 處。結果顯示波導效應至為顯著且大部份集中在高緯度地區。圖 9a 為夏季時平均緯流風分佈情形。在冬季副熱帶噴流正常座落於 30° N，但在夏季此噴流北移至 45° 附近，在較低與中緯度地區此噴流有較寬廣區域，然而在較高層及較高緯度主要為東風區。圖 9b 及 9c 為相對應之 $\partial \bar{q} / \partial \phi$ 及 Q 的分佈。在夏季時 Q 值在中、高平流層遠較冬季時為小，且相當平坦，並無明顯波導效應存在。由上面的討論可知，副熱帶噴流的位置不同且伴隨著風場零值線之偏移，垂直上傳行星尺度波動有很大不同傳播的行為。

四、結語

世界氣象組織 (WMO) 將平流層瞬間增溫現象隨強度與出現的時間不同區分為三類。第一類為主要增溫；其特徵為在 10mb 或更低層大氣緯向平均溫度梯度由中緯度向極區增加，且伴隨逆轉之環流；第二類為次要增溫，與主要增溫特徵類似，但平流層之平均緯流風與緯向平均溫度梯度甚為微弱，且不反轉；第三類為最後增溫，當中、高平流層及中氣層的風場結構，由冬季西風轉變成夏季東風時，所發生之瞬間增溫稱之。Holton (1979) 認為要了解平流層瞬間增溫現象，必須對下列幾點環流特性有滿意的解釋：(1) 對流層的波數 1 或 2 之行星尺度羅士培波振幅會變得異常的大；(2) 此種異常成長的行星尺度波動會垂直傳播進入平流層，使得平流層之平均緯流西風減速；(3) 垂直上傳之行星波動是很有效的動量傳送機制，會使得極夜噴流減弱，此種西風減速情形，使得平流層整個環流型態形成很大的變形；(4) 若是垂直上傳之行星波動加強，將使得平均緯流減速而形成臨界層。(5) 此臨界層的形成，一般在平流層，並有隨波動增長向下移動的情形，當臨界層移至低平流層，此時整個環流

轉向，極地的溫度迅速增暖，改變水平向之溫度梯度。一個典型的主要增溫，可在少於一週的時間內使極區 10mb 之大氣層的溫度增加 $40 \sim 60^\circ \text{C}$ ，此種溫度上升速率並非輻射或其他物理過程所能解釋。此種快速的極區溫度上升速率經估計需要低緯度豐富的熱源經由大振幅的行星尺度波動輸送始能達成。由理論研究與資料診斷結果顯示，垂直上傳之行星尺度波動可將中、低緯度熱量與動量極為有效地往極區輸送。這些現象在我們的數值模擬實驗中都非常成功地模擬出來。

診斷平流層瞬間增溫現象可以波動能量傳遞觀點來探討。在 E - P 剖面圖中 E - P 通量方向正是波動能量通量傳遞的方向，也就是波動群速的方向，而 E - P 通量輻散值的大小與平均緯流風加速減速的大小成正比。因此我們也可以由 E - P 向量場及 E - P 通量輻散的分佈來看波動能量在南北及垂直面上的傳送情形及波動與平均流間交互作用的情形。另一方面，在簡易動力機制模式中，Matsumo (1970) 以實際緯流風剖面資料及 500mb 觀測之月平均重力位高度場為下邊界條件，利用準地轉模式，模擬冬季平流層所觀測之風場垂直結構與滯留行星尺度波動之行爲。他的結果發現可利用折射指數平方參數的空間分佈來診斷垂直及子午方向波動傳送的情形。本文在第三節中即利用相同的方法計算折射指數平方來診斷行星波垂直上傳的行爲。模擬結果顯示行星尺度波動與平均緯流風的水平及垂直結構有密切關連。平均緯流風在子午及垂直方向的曲率決定了折射指數平方參數的空間分佈。而 Q_m 的決定對於了解波動與平均流相互之作用，具有非常直接有效的診斷功能。

誌謝

本文在國科會專題研究計劃 NSC 75-0202 - M002-07、NSC 76-0202 - M002-11 及 NSC 78-0202 - M002-25 支援下完成。

參考文獻

- 周仲島與柯宗興，1988：飽和內重力波斷裂對中層大氣大氣環流的影響，大氣科學，16,2, 175-196。
- 周仲島，1988：中層大氣大氣環流與動力模擬研究。研究報告 NTUATM-1988-MAP02，國立台灣大學大氣科學研究所，174 頁。
- Charney, J.G. and P.G. Drazin, 1961: Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 66, 83-109.
- Charney, J.G. and M.E. Stern, 1962: On the stability of internal Baroclinic jet in a rotating atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 9, 159-172.
- Dickinson, R.E., 1968: Planetary Rossby Wave Propagating vertically through weak westerly wind wave guides. *J. Atmos. Sci.*, 25, 984-1002.
- Dickinson, R.E., 1973: Method of Parameterization for infrared cooling between altitudes of 30 and 70 Km. *J. Geophys. Res.*, 78, 4451-4467.
- Dunkerton, T., C.-P.F. Hsu and M.E. McIntyre, 1981: Some Eulerian and Lagrangian diagnostics for a model stratospheric sudden warming. *J. Atmos. Sci.*, 38, 819-843.
- Holton, J.R., 1979: *An Introduction to Dynamic Meteorology*. 2nd Edition. Academic Press, 422 pp.
- Holton, J.R. and C. Mass, 1976: Stratospheric Vacillation Cycle. *J. Atmos. Sci.*, 33, 2218-2225.
- Holton, J.R. and W.M. Wehrbein, 1979: A semi-spectral numerical model for the large-scale stratospheric circulation. Middle Atmosphere Project. Report No. 1, U. of Washington, Seattle, WA., 98195, p. 41.
- Holton, J.R. and W.M. Wehrbein, 1980: The role of forced planetary waves in the annual cycle of the zonal mean circulation of the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 37, 1968-1983.
- Hsu, C.-P., F., 1980: Air parcel motion during a numerical simulated sudden stratospheric warming. *J. Atmos. Sci.*, 37, 2768-2792.
- Labitzke, K., 1982: On the interannual variability of the middle stratosphere during the northern winters. *J. Meteor. Soc., Japan*, 60, 124-138.
- Lacis, A.A. and J.E. Hansen, 1974: A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth's

- atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, *31*, 118-133.
- Lin, B.-D., 1982: The behavior of winter stationary planetary waves forced by topography and diabatic heating. *J. Atmos. Sci.*, *39*, 1206-1226.
- Matsuno, T., 1970: Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, *27*, 871-883.
- Murgatroyd, 1982: Recent progress in studying of the stratosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, *106*, 271-312.
- O'Neill, A. and C.E. Youngblut, 1982: Stratospheric warmings diagnosed using the transformed Eulerian-mean equations and the effect of the mean state on wave propagation. *J. Atmos. Sci.*, *39*, 1370-1386.
- Reed, R.J., J. Wolfe and H. Nishimoto, 1963: A spectral analysis of the energetics of the stratospheric sudden warming of early 1957. *J. Atmos. Sci.*, *20*, 256-275.
- Tung, K.K., 1979: A theory of stationary long waves. Part III. Quasi-normal modes in a singular wave-guide. *Mon. Wea. Rev.*, *107*, 751-774.
- Tung, K.K. and R.S. Lindzen, 1979: A theory of stationary long waves. Part II Resonant Rossby waves in the presence of realistic vertical shears. *Mon. Wea. Rev.*, *107*, 735-750.

A NUMERICAL SIMULATION OF STRATOSPHERIC SUDDEN WARMING
AND REFRACTIVE INDEX SQUARE

Ben Jong-Dao Jou

Department of Atmospheric Sciences
National Taiwan University
Taipei, Taiwan

Mou-Hsing Chang

Department of Applied Physics
Chung-Chieng Institute of Technology
Ta-Hsi, Taiwan

(manuscript received February 25 1989; in final form June 10 1989)

ABSTRACT

A three-dimensional, semi-spectral, numerical model based on the primitive equations in the spherical, log-pressure coordinate system is used to simulate the sudden stratospheric warming episode in the middle atmosphere. The role of large-amplitude vertically-propagating planetary scale waves (wavenumber 2) association with the evolution of the zonal mean flow is studied. It is found that the appearance of a zero wind line is important in determining the propagation and the transfer processes of the planetary scale waves. No significant wave activities are observed above the zero wind line. Large amount of momentum and heat are transported poleward by large-amplitude planetary waves associated with the descending of the zero wind line. This effect reverses the direction of the horizontal temperature gradient and the mean zonal wind.

In accompany with the simulation, a diagnosis of propagation property of the planetary waves in the upper atmosphere is also studied. It is found that the refractive index square Q_m , suggested first by Matsuno (1970) and is determined primarily by the curvature of the mean zonal wind, is helpful in analyzing the propagation characteristics of the planetary waves in the middle atmosphere.

Keywords: large-amplitude vertically-propagating planetary waves, wave-mean flow interaction, sudden warming, primitive equation global model, numerical simulation, refractive index square.