

飽和內重力波斷裂對中層大氣 大氣環流的影響

周仲島 柯宗興

國立台灣大學 大氣科學研究所

(中華民國七十七年六月二十日收稿;六月二十八日定稿)

摘 要

本文利用 Holton and Wehrbein (1979) 的二維中層大氣環流模式, 模擬北半球冬至南半球夏至中層大氣大氣環流結構。模擬結果顯示若適當地加入大氣內重力波因空氣密度隨高度快速遞減造成振幅達到飽和以致斷裂導引之動量消散機制, 則模式可以成功且正確地模擬出中層大氣緯向平均溫度場和平均緯流風場的結構。由模擬結果的診斷分析, 可知平均子午環流南北向分量伴隨之科氏力距與飽和重力波導致之垂直動量通量幅合相互作用, 決定平均緯流風的變化; 平均子午環流垂直分量之絕熱增溫過程與非絕熱加熱過程相互作用, 決定緯向平均溫度的變化。由飽和重力波效應參數化方法的敏感度分析結果發現改變重力波的波長將使平均緯流風的噴流中心產生南北方向位移; 而改變重力波下邊界的振幅, 將使噴流中心的位置產生垂直方向位移且改變其強度。此結果將可應用在全球預報模式中, 改善高對流層噴射氣流強度與位置預報的系統性誤差。

關鍵詞: 中層大氣、大氣環流、內重力波、飽和內重力波斷裂、噴射氣流強度與位置。

一、前言

中層大氣是指對流層頂以上到低熱氣層(10~100 km)之間的大氣層。其緯向平均溫度場和平均緯流風在至點時的特徵包括: 在夏半球極區平流層頂溫度有極大值, 然後往冬半球極區方向持續遞減; 而在中氣層約70公里以上, 冬半球極區溫度反較夏半球極區為高, 南北方向溫度梯度恰與平流層相反。此時中氣層之平均緯流風的大小為符合熱力風關係, 呈現隨高度減弱的分佈。觀測之中氣層冬暖夏冷的溫度結構與由淨輻射加熱模式計算所得到的溫度結構呈現明顯的差異。Wehrbein and Leovy (1982) 利用一複雜輻射模式計算北半

球夏至南半球冬至緯向平均淨輻射加熱及輻射平衡溫度之分佈時發現, 在平流層和低中氣層緯向平均溫度分佈結構可由輻射平衡計算粗略得到, 但是在中氣層頂計算所得到的緯向平均輻射平衡溫度和觀測之溫度場其水平梯度方向正好相反。Wehrbein and Leovy (1982) 認為此種差異的產生, 主要是由於動力過程考慮不周所造成。

在早期研究中層大氣環流結構時, Leovy (1964) 即利用有限資料設計了一個準地轉 β 平面上的中層大氣環流模式。為了使其模擬結果可以得到與實際觀測在定性上較符合的環流結構, Leovy 必須在他的模式中加入一個 e-folding 時間約為 15 天, 不隨高度變化的 Rayleigh 摩擦項, 才能

使得地轉動量方程得以平衡。往後 Schoeberl and Strobel (1978), Holton and Wehrbein (1980) 在他們的原始方程中層大氣環流模擬實驗中爲了使模擬的結果和有限之觀測值較接近,亦須在中氣層頂加入一個 e-folding 時間約爲 2 天,而且隨高度變化的 Rayleigh 摩擦項才得成功。顯然地,某種動量消散機制在中層大氣的大尺度風場和熱力結構上扮演了非常重要的角色。但是在模式中使用的 Rayleigh 摩擦項有兩個不同意義的缺點。第一,它在數值方法方面只能使平均緯流風由強西風減速到 0,而無法使高中氣層和低熱氣層的平均緯流西風反向;第二, Rayleigh 摩擦項缺乏有意義物理機制的支持,而且所使用的 e-folding 時間(代表動量消散的速率)在不同模式中有頗大出入。

Houghton (1978) 首先利用火箭觀測資料探討中層大氣動量消散可能的物理機制,從觀測結果顯示在冬天和夏天平均緯流風在高中氣層產生反向垂直風切都需要外來動量來源。根據 Charney and Drazin (1961) 的理論,準滯留性的行星尺度波動 (quasi-stationary planetary waves) 不能在平均緯流風爲東風時由低層大氣往上传播,而且綜觀尺度波動由於對流層頂溫度結構大部份祇能在對流層活躍,無法順利往更高層大氣發展。由於大氣層溫度結構的特徵,對大尺度波動之垂直傳送有諸多限制,因此動力學者們將假說中影響中氣層平均環流的外來動量來源歸於大氣內較小水平尺度之重力波。大氣重力波來源主要是由於低層大氣不規則地形或強垂直風切環境下產生,此類波動在單一波動時其對大氣環流動量之垂直傳送非常有限;然而若是經由某種有利機制大氣能持續且大量地形成重力波群,則不是沒有可能將有效動量由底層往上传播。

往上传播之內重力波在中層大氣可能由於大氣密度隨高度快速遞減,和其固有頻率 (intrinsic frequency) 因平均緯流風加強而減少等因素,使得波動的振幅隨高度迅速增加,而在某個高度上達到所謂飽和狀態 (saturation)。此時所考慮的

單一內重力波將無法保持原來波形而產生所謂斷裂 (breakdown) 現象。單一內重力波經斷裂產生類似亂流擴散效應,使波動的振幅不再繼續增加。Theon et al. (1967) 利用火箭觀測研究中氣層和低熱氣層溫度場結構,結果發現在此高度之溫度結構常有超絕熱的溫度遞減率存在且同時有大振幅之波動存在的現象。近幾年 Vincent and Reid (1983) 利用澳洲 Adelaide 之超高頻 (VHF) 雷達也觀測到在當地之中氣層有過飽和重力波存在的情形,且曾計算其動量通量垂直剖面分佈的情形。Balsley et al. (1983) 等亦利用阿拉斯加 Poker Flat 之超高頻雷達資料探討低頻率重力波行爲與動力不穩定的可能相關。

重力波飽和理論的建立早在 20 年前就開始,當時著重的目標是在決定重力波消散所導引之亂流擴散係數的大小 (Hines, 1970; Lindzen, 1967; Hodges, 1969)。但是一直到 Lindzen (1981) 方使用定量的方法估計飽和重力波對中層大氣平均環流可能的影響。Lindzen 考慮單一重力波因振幅過大產生對流不穩定而衍生亂流動量擴散。此動量擴散機制使重力波之振幅被限制在飽和狀態。由於密度隨高度迅速遞減,此一條件將使在飽和高高度以上的重力波所相伴之垂直西風動量通量隨高度快速遞減,產生大量之動量通量輻合 (Plumb, 1977; Plumb and McEwan, 1978) 並改變平均流的結構。

飽和重力波不僅在中氣層曾被觀測到,近年並在 MST (Mesosphere-Stratosphere-Troposphere) 雷達之觀測資料顯示在平流層也有類似之飽和慣性內重力波存在 (Gage et al., 1980; Sato and Woodman, 1982)。此種慣性內重力波可能是由於動力不穩定所產生。另外, Lilly et al. (1982) 由飛機觀測資料發現地形引發的內重力波在高對流層和低平流層產生顯著垂直西風動量通量輻合,顯示中尺度山岳波在高對流層和低平流層對中、小尺度環流結構的演化也扮演了非常重要的角色。以往由於觀測技術的限制對於大氣內屬於較小尺度的內重力波結構大多僅止於理論上的

探討，實際觀測結果的研究甚少，因此之故對於重力波群在平均環流演化上所扮演之角色方面的研究更由於缺乏足夠的證據予以支持，以致付之闕如。近年來由於高解析度之雷達系統相繼設立，在這方面的看法已有甚大的改變。舉例而言，由於MST雷達的設立，科學家們發現以往認為微不足道的重力波垂直動量傳送效應，由於對流層頂特異的溫度結構使得大量重力波群在某些特定區域達到“飽和”造成大量動量輻合，以致改變對流層頂噴射氣流的強度。此一假說經由McFarlane(1987)，Palmer et al.(1986)，及Tenenbaum(1987)的模擬研究發現，在不同全球數值預報模式中加入飽和重力波所產生的動量消散曳力效應，的確可降低高對流層及低平流層預報風場的系統性誤差，此結果顯示重力波對平均環流結構的演化有其不可被忽視的角色。

本研究即探討利用Holton和Wehrbein(1979)的二維中層大氣環流模式，討論飽和重力波在中氣層大氣環流結構上所扮演的角色。並對模

式中飽和重力波斷裂參數化的方法進行敏感度分析。在第二節中討論所使用的二維中層大氣環流模式結構；在第三節中討論飽和重力波斷裂的線性理論和飽和重力波斷裂的參數化方法；第四節中討論使用此模式模擬中氣層至點時大氣環流結構之模擬結果及分析飽和重力波斷裂參數化方法的敏感度；最後第五節為結論。

二、數值模式

(一)基本控制方程

本研究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($P_s = 1000 \text{ mb}$)。 \bar{Q} 為緯向平均非絕熱加熱差異。將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，則緯向平均方程可以寫成

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} - f \bar{V} = -e^{Z/2H} \left[\frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{U} \bar{V} \cos^2 \phi) + \frac{\partial}{\partial Z} (\bar{U} \bar{W}) \right] + F_m + D(\bar{U}) ; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} + f \bar{U} = -\frac{\partial \bar{\Psi}}{a \partial \phi} - e^{Z/2H} \bar{U}^2 \frac{\tan \phi}{a} + D(\bar{V}) ; \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial Z} + \frac{\bar{\Psi}}{2H} \right) + N^2 \bar{W} = -e^{Z/2H} \left\{ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[\bar{V} \cos \phi \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{2H} \right) \bar{\Psi} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\bar{W} \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{2H} \right) \bar{\Psi} \right] \right\} + D \left(\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial Z} + \frac{\bar{\Psi}}{\partial H} \right) + \bar{Q} ; \quad (3) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{V} \cos \phi) + \left(\frac{\partial}{\partial Z} - \frac{1}{2H} \right) \bar{W} = 0 ; \quad (4)$$

在此 $f \equiv 2 \Omega \sin \phi$ ，即科氏參數。其中 F_m 為飽和重力波產生的動量輻合， D 為渦流擴散係數。

由(4)式，我們可以定義一個緯向平均經向環流流線函數 $\bar{\chi}$ ，定義如下：

$$\begin{aligned} \bar{W} \cos \phi &\equiv \frac{\partial \bar{\chi}}{a \cos \phi \partial \phi} , \\ \bar{V} \cos \phi &\equiv - \left(\frac{\partial}{\partial Z} - \frac{1}{2H} \right) \bar{\chi} \end{aligned} \quad (5)$$

此流線函數場在定義邊界條件和求解緯向平均方程組中是很有用的。

(二)邊界條件與數值方法

本模式的水平邊界條件為

$$\begin{aligned} \bar{\chi} = \bar{U} = \bar{V} = \partial \bar{\psi} / \partial y = 0 \\ \text{在 } \phi = \pm \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (6)$$

垂直邊界條件為

$$\bar{U} = \bar{U}_b(\phi, t) \quad \text{在 } Z = 0 \text{ 處}, \quad (7a)$$

在此 $Z = 0$ 表示下邊界（也就是對流層頂所在）， \bar{U}_b 表示下邊界緯向平均風速，在模式中以氣候值代入。而且

$$\bar{V} = 0$$

$$- \frac{\partial \bar{\psi}}{a \partial \phi} = f \bar{U} + \bar{U}^2 \frac{\tan \phi}{a} e^{Z/2H} \quad (7b)$$

利用(7b)式及下邊界平均緯流風資料，我們可以積分得到重力位場 $\bar{\psi}(\phi, t)$ 。

在上邊界處 ($Z = Z_t$)，我們假設平均緯流風垂直風切、平均子午環流之經向分量和平均重力位都為零，也就是

$$\frac{\partial}{\partial Z} (\bar{U} e^{Z/2H}) = \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{2H} \right) \bar{U} = 0$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{2H} \right) \bar{V} = 0 \quad , \quad (7c)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{2H} \right) \bar{\psi} = 0 \quad .$$

上邊界條件中也同時包含了緯向平均溫度必須在 $Z = Z_t$ 處等於基本狀態下的溫度 $T_0(Z_t)$ 的假設。

除了以上的邊界條件之外，由(1)式及(3)式中可以看出，邊界條件中還需加入伴隨著平均經向環流的垂直動量通量和熱量通量項。為了避免任意選定在 $Z \equiv 0$ 處的 \bar{W} 值或通量值，故假設在下邊界的通量輻散值為零，亦即

$$\frac{\partial}{\partial Z} (\bar{U} \bar{W}) = \frac{\partial}{\partial Z} \left[\bar{W} \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{2H} \right) \bar{U} \right] , \quad (8a)$$

在上邊界處，我們則假設通量本身值為零，若令上邊界處的 $\bar{Q} = 0$ 則由(3)式，我們可得

$$\bar{W} = 0 \quad \text{在 } Z = Z_t \text{ 處} \quad . \quad (8b)$$

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。

由於在(2)式中科氏力矩和氣壓梯度力都比 $\frac{\partial \bar{V}}{\partial t}$ 大二個數量級，因此在計算過程中先計算流線函數 $\bar{\chi}$ ，再由(5)來計算 \bar{V} 及 \bar{W} ，可減少計算結果的數值誤差。

(三)輻射加熱計算

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。下面將簡短討論模式中短波輻射加熱及長波輻射冷卻的計算方法。

(1)短波輻射

在本模式裡短波輻射加熱部份，所採用的參數方法是沿用 Lacis and Hansen (1974) 所提議的參數法。在平流層中太陽輻射加熱效應主要是由稀有氣體臭氧吸收紫外線而來。在高層大氣，臭氧對紫外線的吸收非常完全；因此以簡單的經驗公式參數化方法即能準確地計算某一層大氣由上而下的短波輻射吸收量。散射效應主要發生在臭氧層以下的低層大氣。因此對某一大氣層而言，臭氧吸收輻射能量的多寡除了包括直接入射的太陽輻射外，還應包括經由低層大氣散射回來的太陽輻射，合併組合而成。Lacis and Hansen (1974) 的方法主要步驟有二：(1)計算輻射能量吸收與臭氧含量分佈的相關；(2)太陽輻射行經路徑有效總臭氧量的計算。Lacis and Hansen (1974) 利用一個60層的大氣，依8個不同的天頂角，分別計算在完整輻射模式中，臭氧吸收可見光及紫外線波段輻射與低層大氣有效反照率在晴空及有雲情形下的相關。在完整輻射計算中，大氣層在垂直方向，若是劃分愈細，則均勻大氣假設及平面平行大氣假設，與實際大氣更能吻合，計算結果較精確。但實用上，若是分割太細，則顯得甚不經濟。Lacis and Hansen (1974) 將不同天頂角及不同地面反照率輻射計算結果，用最小平方差法找出相關係數，將之寫成經驗公式，以便於計算。

Lacis and Hansen 臭氧加熱輻射參數法的計算結果與較精密模式比較，其誤差一般不會大於1%。在高度30至40公里附近，由於紫外線吸收公式的不準確其誤差也大致在3%左右。在低層大氣（低於15公里）此參數方法在天頂角較大時有超估的傾向。例如，若入射角為80度時，在10公里高處，誤差可達10%。但是本模式之下邊界放置於100毫巴處（大約16公里）。因此，此種超估現象在模式中並不嚴重。

(2)長波輻射

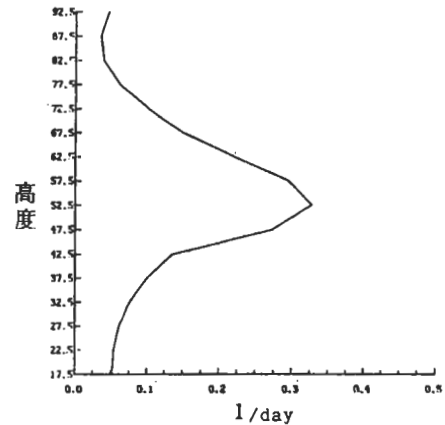


圖1 模式中採用的牛頓冷卻係數垂直分佈。

本模式採用 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。此方法的主要原理為先以一完整輻射模式計算大氣在某一參考垂直溫度剖面下，經由二氧化碳長波輻射效應其冷卻速率值；再將實際大氣溫度分佈與此參考溫度的差求出，並假設此溫度差值與大氣的冷卻效應成一線性關係。在此方法中，此一線性關係的常數即定義為“牛頓冷卻係數” (Newtonian Cooling Coefficient)。

此種長波輻射冷卻速率的快慢，由牛頓冷卻係數來決定。在本模式中，30至70公里之間採 Dickinson (1973) 的數值，低於30公里的大氣則採 Trenberth (1973) 的數值，至於高於70公里的數值，則採 Schoeberl and Strobel (1978) 的方法。圖1為模式中採用的牛頓冷卻係數剖面圖，輻射冷卻率在低平流層，為0.05 per day (e-folding time 為20天)，在高平流層可達0.3 per day (e-folding time 為3天) 左右。

三、飽和內重力波斷裂參數化

(一)飽和內重力波斷裂及對平均流影響之線性理論

飽和重力波斷裂理論最簡單的概念可以線性波

動不穩定度來說明。這個理論最早被 Hodges (1967) 用來解釋中層大氣中亂流的產生，後來 Hodges (1969) 和 Hines (1970) 利用這個理論來估計在沒有風切時之大氣，若要平衡隨高度快速成長之重力波因飽和產生斷裂，所需之亂流擴散係數之大小。然而一直到 Lindzen (1981) 才用定量的方法清楚地描述在中層大氣上述重力波飽和現象對大氣環流的可能效應。下面的討論主要是參照 Lindzen (1981)。

首先考慮絕熱過程下無摩擦未飽和的重力波，其固有頻率為 ω ，而且平均大氣滿足靜力平衡。假設 $f \ll \omega \ll N$ ，其中 $f = 2\Omega \sin \phi$ 為慣性頻率， N 是 Brunt - Vaisalla 頻率。由於 $\omega \gg f$ ，可忽略慣性水平偏轉效應，如此波動可以僅考慮是二維的，也就是說運動僅發生在 $x - z$ 面上，並假設 x 方向有一平均風場 $\bar{u}(z)$ 。將所有的變數寫成水平平均項和擾動項的總和，並且在運動方程中擾動量的相互乘積不予考慮（即一般稱之的線性化）。如此任一擾動量將可寫成 $\Psi'(x, z, t) = \Phi'(z) e^{z/2H} e^{i(kx + mz - kct)}$ 其中 k 及 m 分別表示擾動的水平 and 垂直波數， L 是水平波長 ($L = 2\pi/k$)， H 是標高 ($H = RT/g$)， $e^{z/2H}$ 是密度隨高度增加而減少的因子 (Inverse square root of air density)，此因子是為了在方程式中使得波動在飽和前其能量於高度上呈常數。由以上假設，從動量方程，絕熱下的能量方程和連續方程可導得以下的式子：

$$W'_{zz} + \left[\frac{N^2}{(\bar{u}-C)^2} - \frac{\bar{u}_{zz}}{(\bar{u}-C)} - k^2 - \frac{\bar{u}_z}{(\bar{u}-C)H} - \frac{1}{4H^2} \right] W' = 0 \quad (9)$$

其中 C 代表波動的水平相速。這個式子就是有名的 Taylor - Goldstein 方程式，它是描述在參數 N 和 \bar{u} 的環境下，重力波之垂直速度的結構。若假設 N^2 為常數， \bar{u}_{zz} 很小， H 很大，並利用 $\omega = k(C - \bar{u})$ 的定義及 $f \ll \omega \ll N$ 的假設，則(9)式可簡化成

$$W'_{zz} + \left[\frac{N^2}{(\bar{u}-C)^2} \right] W' = 0 \quad (10)$$

定義 $m \equiv \frac{N}{\bar{u}-C}$ 是隨 N 和 \bar{u} 而變的擾動垂直波數，並假設 m 的變化很小，則擾動的垂直速度可用 WKB 近似 (Bender and Orszag, 1978) 解得為

$$W'(z) = A m^{-1/2} e^{i \int m dz} \quad (11)$$

或寫成

$$W'(x, z, t) = A m^{-1/2} e^{z/2H} e^{i(kx + mz - kct)} \quad (12)$$

如此，其他的擾動場可由與 W' 的線性關係分別求得。從連續方程，在 m 變化很小的假設下

$$u' = -m W' / k \quad (13)$$

而從能量方程可得

$$\theta' = - \left[\bar{\theta}_z / ik (\bar{u}-C) \right] W' \quad (14)$$

假設垂直的變化主要是由擾動場提供，則(14)式對 z 微分可得

$$\theta'_{z} = \frac{-\bar{\theta}_z}{(\bar{u}-C)} \frac{m W'}{k} = \frac{u' \bar{\theta}_z}{\bar{u}-C} \quad (15)$$

此時，大氣存在靜力不穩定的條件為 $(\bar{\theta} + \theta')_z \leq 0$ 。對單一波動而言，此靜力不穩定的條件可

寫成 $u' > C - \bar{u}$ 。換言之，對單一重力波而言，對流性不穩定將在空氣塊的總合速度（尤拉速度）， $\bar{u} + u'$ ，超過重力波的水平相速 C 時發生。

Hodges (1969) 和 Lindzen (1981) 將上述的線性飽和理論予以更進一步詮釋，他們認為當對流不穩定區發生時將瞬時 (instantaneous) 導致亂流的生成。所產生的亂流擴散限制了波動振幅的繼續增長，如此使得基本大氣回到中性的靜力穩定度。上面的假說是假設飽和產生時並不影響重力波的傳播或運動的性質。因此如果我們假設亂流擴散的效應迅速而且完全，則飽和的條件就變為 $\theta' z \geq -\theta z$ 。而對單一波動而言，亦即是

$$|u'| \leq |C - \bar{u}| \tag{16}$$

飽和的條件對小振幅波動沒有任何約束，只有在波動的振幅超過飽和值時，此時因亂流消散限制波動振幅的成長，產生重力波動量通量的垂直輻散。對於穩定且保守的重力波而言，動量通量是具有非輻散性特徵的 (Eliassen and Palm, 1960)。Hodges (1969) 認為在中層大氣中觀測上所需的亂流擴散可由飽和重力波的亂流消散得到，而 Houghton (1978) 和 Lindzen (1981) 認為重力波消散所伴隨的動量沈積 (deposition) 提供中層大氣熱力和動量收支平衡所需的能量來源。下面將討論由亂流擴散所導致的動量通量垂直輻散和線性重力波飽和時所伴隨的平均流加速情形。根據 Lindzen (1981) 假設重力波由對流層或低平流層向上傳播，在未達到飽和振幅之前重力波是在保守的狀態下傳播，達到飽和後振幅就受到飽和條件(16)式的限制，產生斷裂，應將動量釋出而堆積在平均流上。在飽和高度 Z_s 以下，且遠離臨界面 ($\bar{u} - C = 0$ 之高度)，重力波動量通量是定值 (Eliassen and Palm, 1960)，因此平均流加速度

$$\bar{u}_t = - \left(\rho_0 \overline{u' w'} \right)_z / \rho_0 \tag{17}$$

等於零。飽和高度是由飽和條件(16)式來決定，與低層大氣重力波和平均流的參數有關 (Holton,

1982; Lindzen, 1984)。在 Z_s 之上，重力波已達飽和，其水平速度（假設 $C - \bar{u}$ 增加比

$e^{z/2H}$ 慢）為 $|u'_s| = |C - \bar{u}|$ ，從(12)式

知已飽和的垂直速度可寫成

$$\begin{aligned} W'_s &= - \frac{k}{m} u'_s \\ &= - \frac{k}{N} (\bar{u} - C)^2 \end{aligned} \tag{18}$$

如此飽和重力波的動量通量可寫成

$$\begin{aligned} \rho_0 \overline{u'_s W'_s} &= \frac{\rho_0}{2} \overline{u'_s W'_s} \\ &= - \frac{\rho_0}{2} \frac{k}{N} (\bar{u} - C)^3 \end{aligned} \tag{19}$$

顯然地，在 Z_s 之上動量通量隨高度的變化來自兩項，一個是密度 $\rho_0(z)$ 另一個是平均速度 $\bar{u}(z)$ 。這時重力波所引發的平均流加速度由(17)式可得

$$\bar{u}_t = \frac{-k(\bar{u} - C)^2}{2N} \left[\frac{\bar{u} - C}{H} - 3\bar{u}_z \right] \tag{20}$$

必須注意的是重力波飽和所產生的加速度將會使得平均流趨向重力波的波速。在這種情況下，分別具有正值和負值緯向波速的重力波，他們的飽和應是高中氣層夏天和冬天沿緯向平均流轉向的機制，此點結論與最近的觀測資料結果相當符合。另外必須強調的是加速度並非只有沿著緯度的方向，而是要看當時重力波傳播的方向而定，此點是二維模式先天上的限制，在本文中將不考慮。

下面要決定維持重力波的飽和振幅所需的亂流擴散係數。重力波達飽和高度 Z_s 後，其多餘的振

幅可用垂直波數的虛數部份來表示，亦即

$$W'_s(Z) = W'_s e^{-m_i(Z-Z_s)}$$

根據已飽和的與未飽和的擾動速度可以計算 m_i

$$m_i = \frac{1}{\partial Z} \left[1 + \frac{W'_s(Z_s + \partial Z)}{W'(Z_s + \partial Z)} \right]$$

$$= \frac{1}{W'(Z_s)} \left[\frac{\partial W'(Z_s)}{\partial Z} - \frac{\partial W'_s(Z_s)}{\partial Z} \right] \quad (21)$$

再利用(21)式和 W'_s 的關係， m_i 可寫成

$$m_i = \frac{1}{2H} - \frac{3\bar{u}_z}{2|\bar{u}-C|} \quad (22)$$

第一項是表示在無消散機制下波動能量保守情形，第二項則是由於 $\bar{u}-C$ 隨高度變化時 u' 所受的限制。當 $|\bar{u}-C|$ 隨高度減少時，此項將增加波動的消散作用，當 $|\bar{u}-C|$ 隨高度增加時，此項則會和因密度隨高度減少的消散作用抵消一部份。根據 Lindzen (1981) 的推論，因波動達到飽和狀況使得振幅減少是經由動量方程和能量方程中的消散項達成的，如此這種效應可以表示為

$$D \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \left\{ \begin{matrix} u' \\ \theta' \end{matrix} \right\} = -m^2 D \left\{ \begin{matrix} u' \\ \theta' \end{matrix} \right\} \quad (23)$$

由(23)式能量方程可改寫成

$$ik(\bar{u}-C)\theta' + W'\bar{\theta}_z = -m^2 D(\theta') \quad (24)$$

如果定義 $kCi \equiv m^2 D$ ，則上式可改寫成

$$ik(\bar{u}-\hat{C})\theta' + W'\bar{\theta}_z = 0 \quad (25)$$

其中 \hat{C} 為 $C-Ci$ ，動量方程也可以相同的形式改寫，這樣的改寫相當於以 \hat{C} 來重新定義垂直波數 m

$$m = m_r + i m_i = \frac{N}{|\bar{u}-\hat{C}|} \quad (26)$$

由上式，可得垂直波數的虛數部份和亂流擴散係數的關係，

$$D = \frac{k m_i (\bar{u}-\hat{C})}{m_r^3}$$

或利用(26)式得

$$D = \frac{k(\bar{u}-C)^{-4}}{N^3} \left[\frac{1}{2H} - \frac{3}{2} \frac{\bar{u}_z}{\bar{u}-C} \right] \quad (27)$$

在沒有風切的情況下，上式和 Hodges (1969) 及 Hines (1970) 所求的亂流擴散係數形式是一致的。比較(26)式和(27)式發現經由波動振幅達到飽和所引發的平均流加速度大小和重力波所產生的亂流擴散係數的大小，二者之間的關係可以用一個簡單的式子表示 (Weinstock, 1982)，

$$\bar{u}_t = \left[\frac{N^2}{(C-\bar{u})} \right] D \quad (28)$$

(二)飽和重力波效應參數化方法

由(3)式且假設下邊界重力波振幅為 W_0 及 u_0 。

則

$$W'(Z) = W_0 \left(\frac{\bar{u}-C}{u_0-C} \right)^{1/2} e^{ifmdz} \quad (29)$$

由飽和條件(13)和(16)式可得

$$Z_b = 3H \ln \left(\frac{|\bar{u}-C|}{u_s} \right) \quad (30)$$

$$\text{其中 } u_s = \left[W_0 N / k |u_0 - C|^{1/2} \right]^{2/3} \quad (31)$$

利用(2)式和(3)式，重力波飽和動量輻合效應可寫成

$$F_m = - \frac{\alpha k}{2 N H} (\bar{u} - C)^2 \left[(\bar{u} - C) - 3 H \frac{d\bar{u}}{dZ} \right] \quad (2)$$

$$\text{及 } D = - (\bar{u} - C) F_m / N^2 \quad (3)$$

其中

- Z_b : 飽和重力波斷裂的高度
- F_m : 重力波斷裂所產生的曳力的大小
- D : 亂流擴散係數

上述各變數的意義為

- H : 標高 (= 7 公里)
- N : 浮力頻率
- C : 重力波相位速度
- \bar{u} : 平均緯流風
- W_0 : 對流層頂重力波垂直運動速度
- u_0 : 對流層頂平均緯流風
- α : “有效”因子，代表重力波存在的機率
 $0 \leq \alpha \leq 1$ 。

在本模式中，所採用的參數值分別為

$$C = 0, C = \pm 20 \text{ ms}^{-1}, u_s = 3.0, 2.5, 2.0 \text{ ms}^{-1} \text{ 及}$$

$$\beta = \alpha k / 2 N H = 8.0 \times 10^{-8} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

並假設 $u_0 = 10 \text{ m/s}$ ， $H = 7$ 公里， $N = 0.02$ ， $\alpha = 0.1$ 。以上面的參數數值我們可以約略估計重力波的波長和振幅，其中 $L_x = 280$ 公里， W_0 分別為 0.018 ， 0.017 ， 0.014 m/s 。至於波速取 $C = 0, \pm 20 \text{ m/s}$ 是因為 Lindzen (1981) 認為在冬半球重力波主要是地形引發波速為 0 的準帶留性重力波；在夏半球以隨高對流層氣流移動的天氣系統引發的重力波為主，而 $C = 0$ 的重力波在夏

半球的低平流層會被吸收而無法往上傳至中氣層。Holton (1983) 認為加入 $C = -20 \text{ m/s}$ 的重力波會使冬半球的中氣層模擬得更好。在此參數化中假設重力波的參數不隨緯度改變。在春秋季節低平流層的平均緯流風分佈會使 $C = 20 \text{ m/s}$ 的重力波無法往上傳，使得很不合理的東風加速產生，因此 Holton (1983) 把波速為西風的重力波做一修正，使其在任何緯度時下邊界風速超過 20 m/s ，其波速改為 $\bar{u} (21 \text{ 公里}) + 5 \text{ m/s}$ 。

四、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。高度場由風場求得。模式在起始時間積分的十天後才有飽和重力波效應的加入。本研究首先模擬中層大氣在北半球冬至南半球夏至的緯向平均環流結構，並探討其動量與熱量平衡情形，最後對飽和重力波效應參數化方法進行敏感度分析，有關季節性年週期中層大氣平均環流的模擬，將在另文中詳細討論 (周與柯，1988) (一)中層大氣至點時緯向平均環流的模擬

(1) 輻射加熱計算

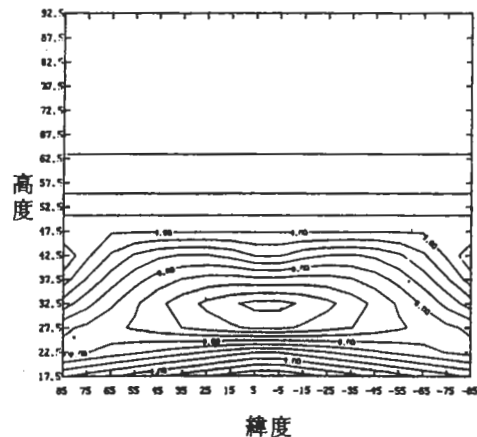


圖 2 模式中臭氧混合比分佈圖 (單位為 ppm)。

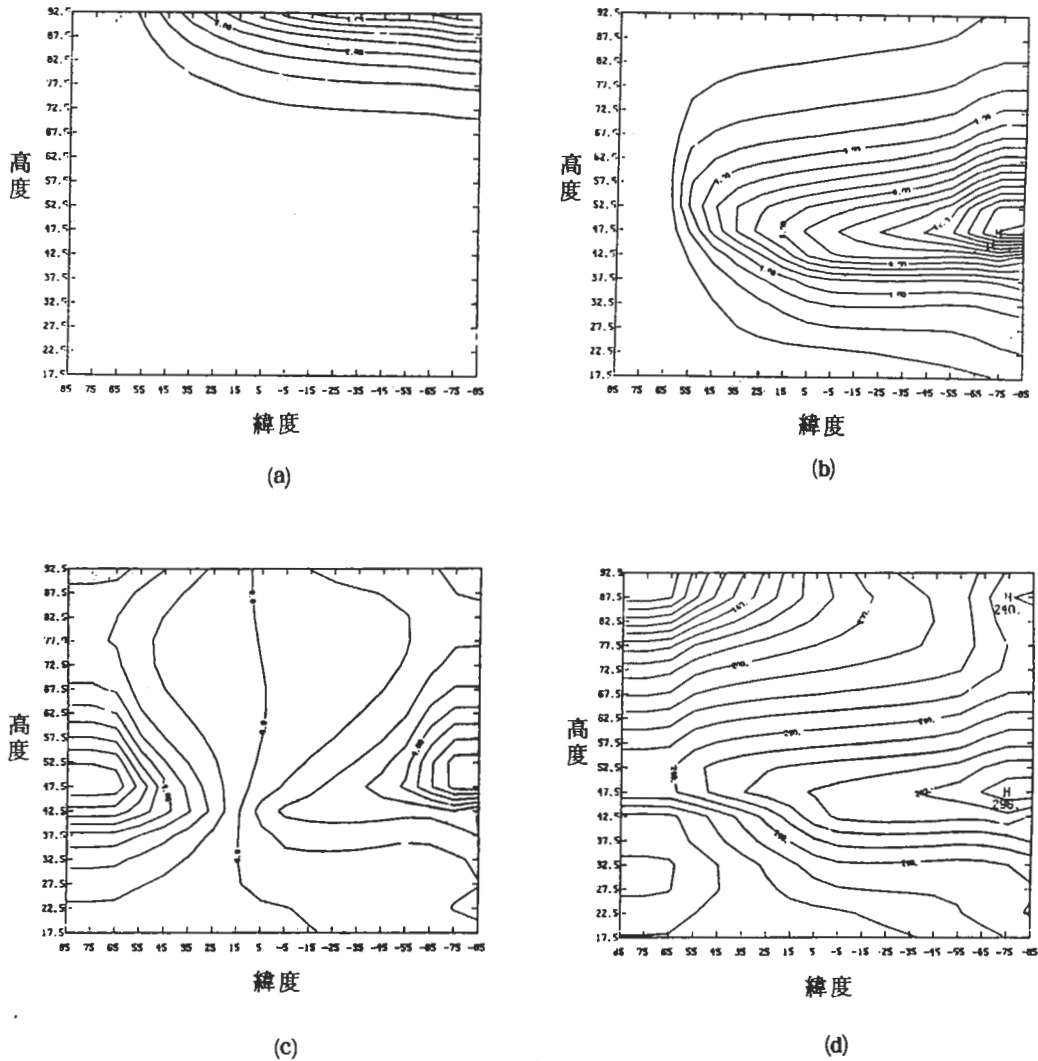


圖3 由北半球秋分積分90天後(北半球冬至南半球夏至)之(a)氧分子吸熱分佈($^{\circ}\text{K}/\text{day}$), (b)臭氧分子吸熱分佈, (c)淨輻射加熱分佈($^{\circ}\text{K}/\text{day}$), 及(d)輻射平衡溫度分佈。

圖2為模式中所採用的臭氧混合比分佈圖, 單位為百萬分之一(part per million)。圖中顯示在赤道, 中平流層有臭氧混合比極大值, 然後往兩極往上、下層大氣快速減少。各層氧分子的含量假設與大氣的密度成一常數比例(20%), 而大氣的密度假設隨高度呈指數遞減(i.e., $\rho(z) = \rho_0 e^{-z/H}$, 其中標高 $H = 7$ 公里)。在此模式中輻射參數化主要在計算淨輻射加熱隨季節變化的

情形, 因此計算時是採用time-marching 積分的方式。模式的初始值是定在北半球(正緯度半球)秋分, 南半球(負緯度半球)春分。圖3為以氣候平均值為參考溫度, 雲頂定在7.5公里處, 雲量為0.446, 使用Lacis and Hansen (1974) 輻射參數化方法積分90天(北半球冬至, 南半球夏至)後, 在至點其氧分子吸熱、臭氧分子吸熱、淨輻射熱效應及輻射平衡溫度剖面。圖4與圖3相同,

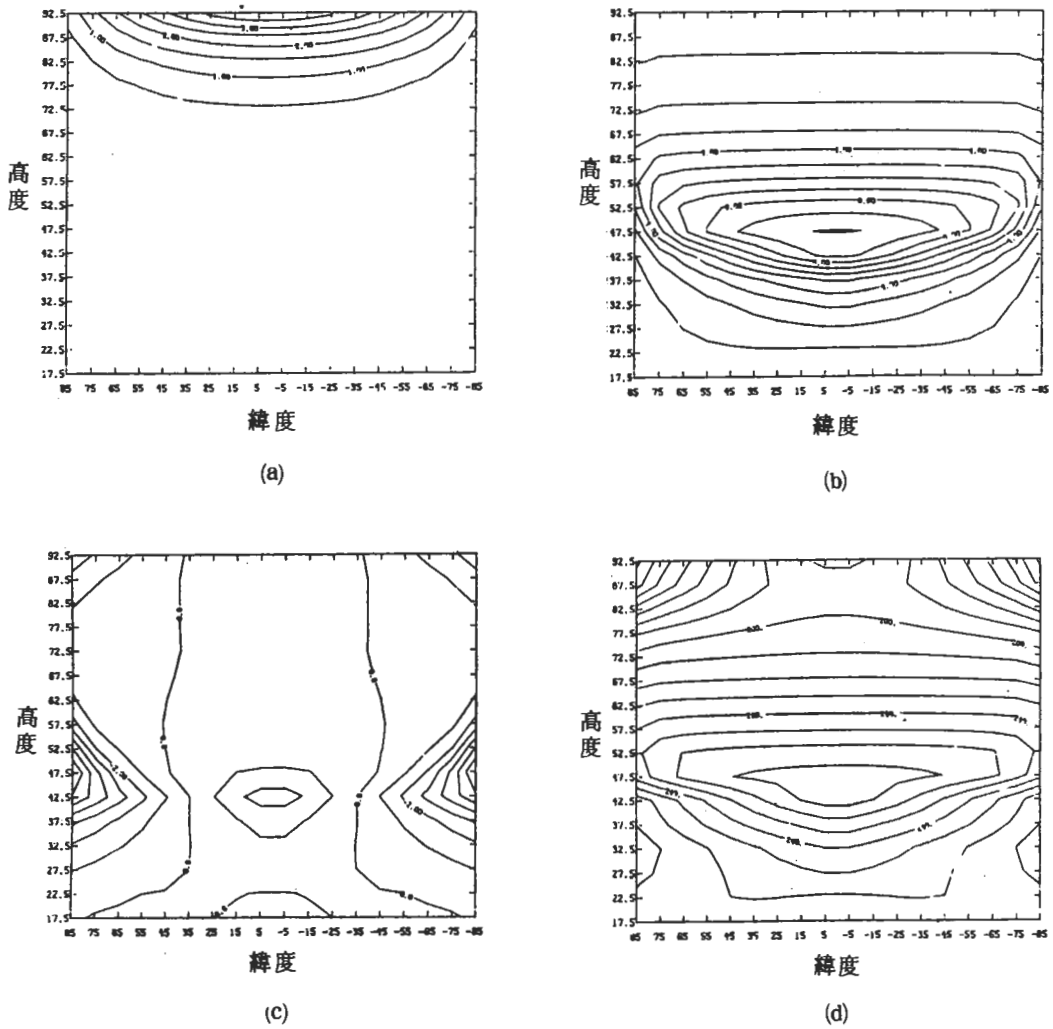


圖 4 同圖 3，但為積分 180 天後，北半球春分南半球秋分情形。

但為模式連續積分 180 天（北半球春分，南半球秋分）後的結果。在至點時，氧分子吸熱及臭氧分子吸熱的效果皆較在分點時為大。氧分子吸熱效應主要在高於 70 公里以上的中氣層。在夏至極區氧分子吸熱效應有極大值，其值可達 $5^{\circ}\text{C}/\text{day}$ 左右。在分點時，極大值在赤道區，其極大值接近 $4^{\circ}\text{C}/\text{day}$ 。臭氧分子吸熱效應方面，由圖 3b 及圖 4b 可見最大值都在平流層頂附近，至點時於夏至極區，分點時於赤道區。雖然臭氧的量最多處在大約 25 ~ 30 公里大氣層處，但是由於入射太陽輻射被上層

大氣臭氧逐次吸收，在 50 公里處即已達到可吸收量最大值 ($< 0.3 \mu$ 紫外線部份)，亦即在平流層頂即已達最大吸熱效應，而在之下的大氣層雖有較多之臭氧含量，但可吸收之紫外線能量已甚少了。臭氧之吸熱在夏至平流層頂極區其效應可達 $16^{\circ}\text{C}/\text{day}$ ，而在分點平流層頂赤道其加熱效應大約在 $10^{\circ}\text{C}/\text{day}$ 左右。圖 3c 及圖 4c 分別為在至點及分點時，緯向平均淨輻射吸熱計算結果。由圖 3c 可見在夏半球平流層頂極區有淨輻射加熱最大值區 ($+7^{\circ}\text{C}/\text{day}$)，而在冬半球平流層頂極區有淨輻

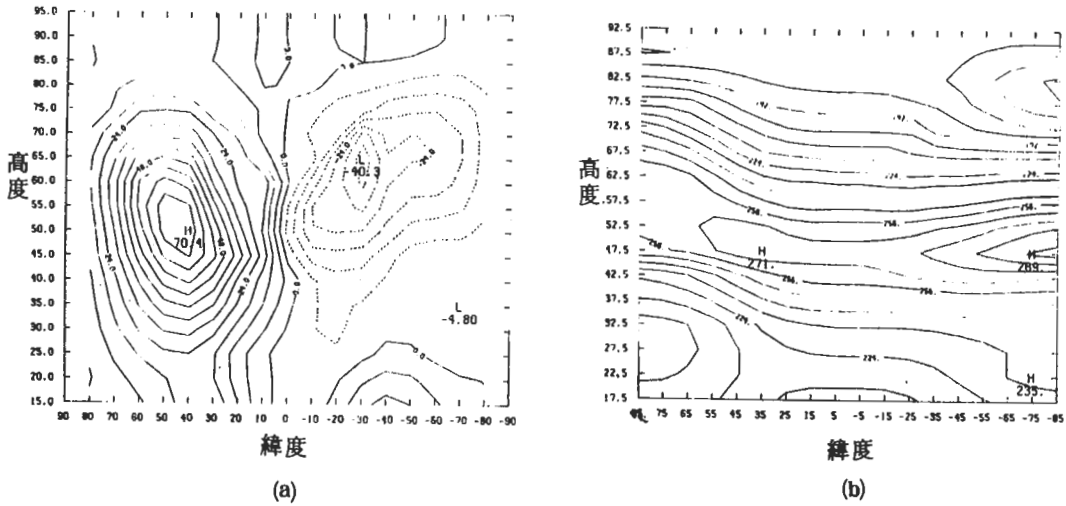


圖 5 由北半球秋分積分90天，北半球冬至南半球夏至時(a)平均緯流風 (m/s)，
(b)緯向平均溫度 (°K)。

射冷卻最大值區 ($-8^{\circ}\text{C}/\text{day}$)。在分點時 (見圖 4c)，赤道低緯地區有淨輻射加熱 ($\sim 2^{\circ}\text{C}/\text{day}$)，而在兩極高緯地區有淨輻射冷卻 ($\sim -6^{\circ}\text{C}/\text{day}$)。上述長波輻射冷卻效應的計算其溫度剖面是採用標準大氣溫度剖面，並假設溫度剖面不隨緯度改變。圖 3d 為至點時，若將不均勻輻射加熱 (或冷卻) 效應以溫度的修正來使之平衡，所計算得到之輻射平衡溫度分佈。圖 4d 則為分點時類

似計算的結果。很明顯地，在至點時夏至極區有溫度極大值出現，而一致性的水平溫度梯度，使得最低溫度在冬季極區出現。在分點時，溫度極大值在赤道地區出現，往兩極遞減。若將本模式計算之輻射平衡溫度與觀測之溫度 (見圖 6b) 相比較，可獲得以下結論 (注意圖 6 的安排與圖 5 恰好相反，在圖 6 中左邊為夏至右邊為冬至情形)：

1 模式在計算夏至平流層頂極區最高溫度時可以獲

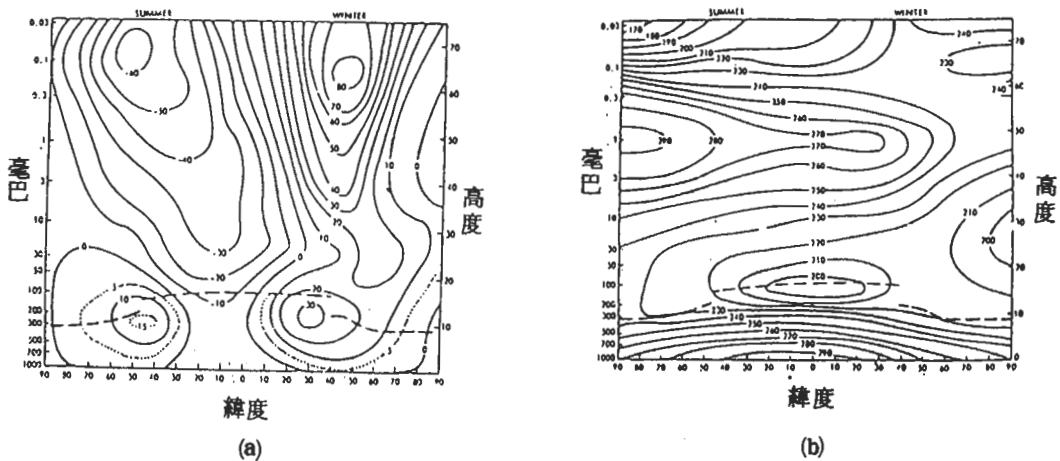


圖 6 中層大氣在至點時，(a)平均緯流風 (m/s)，(b)平均溫度場 (°K) 的分佈情形 (Murgatroyd, 1969)。

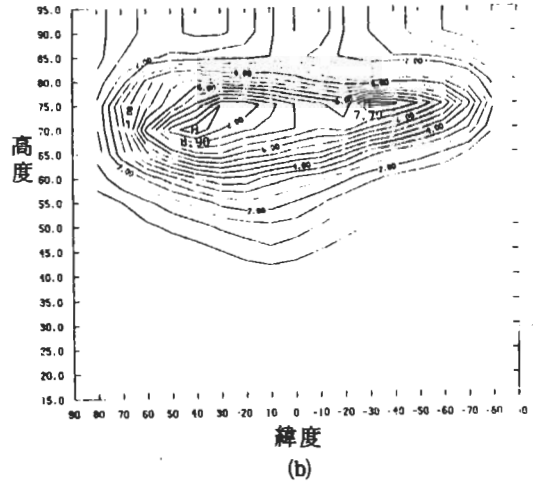
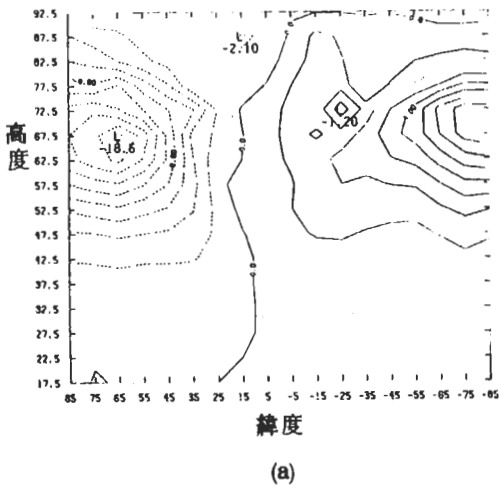


圖7 同圖5，但為(a)平均經向環流y方向分量 (m/s)，(b)平均經向環流z方向分量 (X 10⁻³ m/s)。

得與長時間平均觀測溫度相當一致的結果，輻射平衡溫度大約在 300° K 左右。此點顯示在夏季高平流層溫度的分佈主要是由輻射過程所主宰，大氣運動所扮演的角色不是很顯著。

2. 在高平流層輻射平衡溫度隨著緯度由夏半球往冬半球迅速遞減。在本模式中其溫度梯度約為 ~15° K/60° Lat，此梯度值與觀測大小相當接近。值得注意的是本模式所計算之最低平衡溫度祇達 230° K 左右較觀測之 170° K 來得高上許多。此點顯示牛頓冷卻係數輻射冷卻參數化在使用上須要進一步的改善。

3. 在中氣層部份，模式計算之輻射平衡溫度的分佈，在冬半球溫度低達 110° K，在夏半球溫度則高達 230° K 左右。但是此計算結果與觀測的溫度相與比較，發現觀測的溫度在冬半球極區約為 240° K 左右，而在夏半球極區約為 170° K 左右，溫度的趨勢與模式正好相反過來。易言之，在中氣層部份，輻射加熱效應並非控制大氣平均溫度分佈的主宰，有其他更重要的因子扮演了使溫度梯度完全改變的角色。依據 Fritts et al. (1984) 的宣告，認為在中氣層若不加入考慮大氣內重力波所釋出的動量曳力，緯向平均溫度

與平均緯流風的結構將是不可能成功地被模擬的。

(2) 緯向平均環流

圖5為模式積分90天後(北半球冬至)平均緯流風 \bar{U} ，和緯向平均溫度 \bar{T} 的分佈圖。由圖5a可知模擬結果在夏至中層大氣平均緯流風以東風為主，極大值在緯度30度高度65公里處，強度為40m/s，在冬至平均緯流風以西風為主，極大值在緯度45度高度50公里處，強度可達70m/s。若將此模擬結果與觀測結果相比較(見圖6a)，可發現在冬至時模擬之平均緯流風的結構與觀測結果甚相近，唯西風極大值區較觀測為低且強度稍弱。在夏至時模擬結果與觀測結果差異較大。觀測之平均緯流風在緯度50度高度65公里處有一東風極大值區，而模擬的結果東風極大值區遠較觀測之結果來得弱且位置偏南。圖5b為模擬之至點時緯向平均溫度分佈。在冬、夏兩半球平流層頂皆為一溫度極大值區(由夏半球極區之290° K 順序遞減至冬半球極區之260° K 左右)。若比較圖5b與至點時輻射平衡溫度(圖3d)，可發現本模式模擬之夏半球平流層頂極區之溫度較輻射平衡溫度來得稍低，而同一地區冬半球則較輻射平衡溫度來得高出甚多，此結果顯示大氣運動本身在舒緩輻射過程對大氣所造成

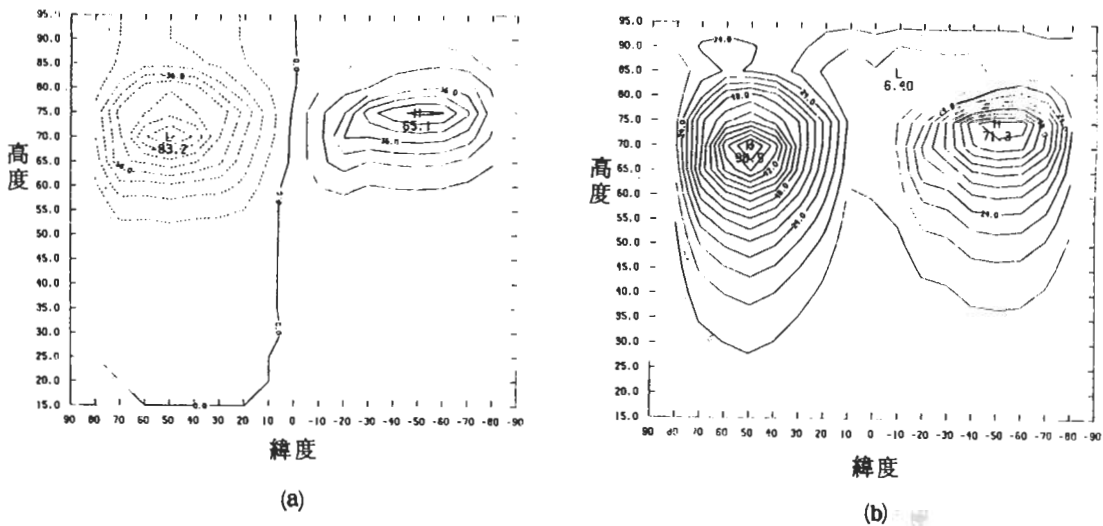


圖 8 同圖 5，但為(a)重力波飽和的曳力 ($\text{ms}^{-1}/\text{day}$)，(b)渦流擴散係數 ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)。

的不穩定狀態。在中氣層頂夏半球極區附近模擬之溫度梯度與輻射平衡之溫度梯度的分佈正好反向，顯示模式中加入飽和重力波效應有能力將不正確的溫度分佈予以調整過來。由圖 3c，在北半球冬至極區約 60 公里處有最大淨輻射冷卻約 $10^\circ\text{C}/\text{day}$ ，往南半球淨輻射熱增加，在南半球極區約 67.5 公里處有最大淨輻射加熱約為 $5.1^\circ\text{C}/\text{day}$ 。為有效平衡此淨輻射能量之分佈，大氣絕熱運動必須在北半球產生一下降運動，而在南半球產生一上升運動 (圖 7a)。此垂直運動分佈形成一熱力直接環流，使得整個中氣層之平均子午環流的經向分量呈由南往北之南風分量 (圖 7b)。在北半球最大南風出現在緯度 45° ，高度 70 公里處其強度為 9 m/s ，而南半球最大南風出現在緯度 30° 和 70 公里，其強度為 7.7 m/s 。在北半球最大上升運動的強度為 15 mm/s ，而在南半球最大下降運動為 -18 mm/s 。由平均子午環流的結構，可以知道本模式模擬之冬半球至點時平流層頂緯向平均溫度因強盛下沉運動影響，經由絕熱過程產由加熱，因此較輻射平衡之溫度為高，而在夏半球由於上升運動的結構，使得模擬之溫度較輻射平衡之溫度為低。圖 8a 為至點時，線性單一重力波在達到飽和時所產生曳力的大小，圖 8b 則為相對應之渦流擴散係數。由飽

和重力波斷裂引發的動量通量輻合和渦流擴散係數的最大值出現在緯度 50° ，高度 70 公里左右。而圖 5a 顯示北半球的緯流西風最大值在緯度 45° 高度 50 公里處，南半球的最大緯流東風出現在緯度 30° 高度 65 公里處。由圖 8 及圖 5a 的結果相比較可以得知，平均緯流風之極大值皆出現於有效飽和重力波所引發之動量通量輻合區的下方，而此輻合區的極大值強度，決定了平均緯流風隨高度遞減的速率。

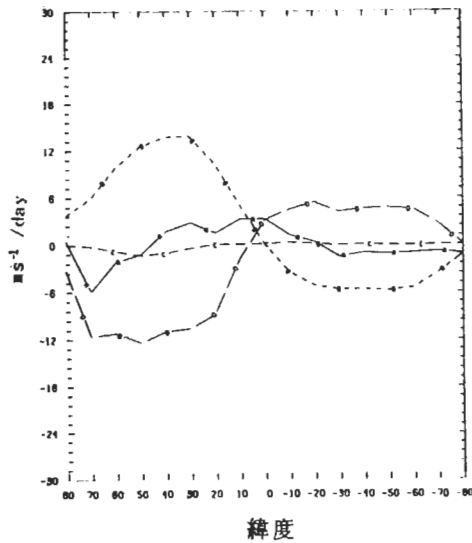
(二) 動量與熱量的收支診斷

為了進一步了解中層大氣在至點時，其動量與熱量是如何達到動力平衡狀態，在下面的討論，將利用地轉平衡下緯向平均動量方程和緯向平均熱量方程來計算模式中動量與熱量平衡情形。控制方程可寫成如下：

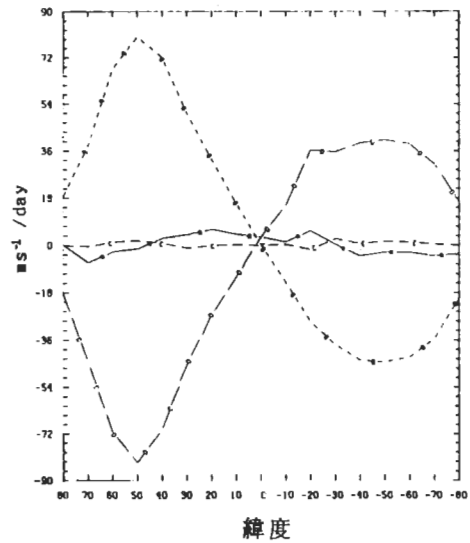
$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} = f \bar{V} + D \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial z^2} + F_m \quad (34)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = -\frac{H}{R} N^2 \bar{W} + D \frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial z^2} + \bar{Q} \quad (35)$$

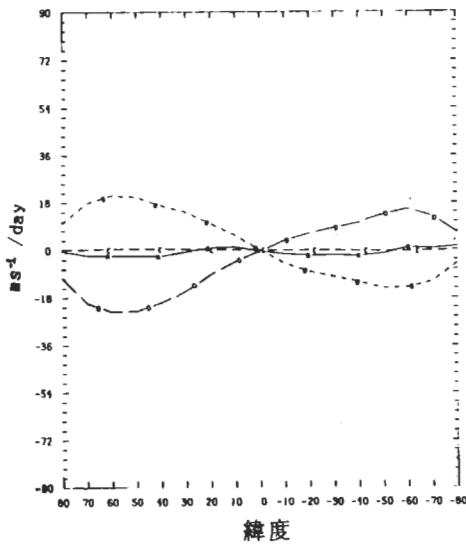
(34)式的物理意義為平均緯流風隨時間的變化，主要



(a)



(b)

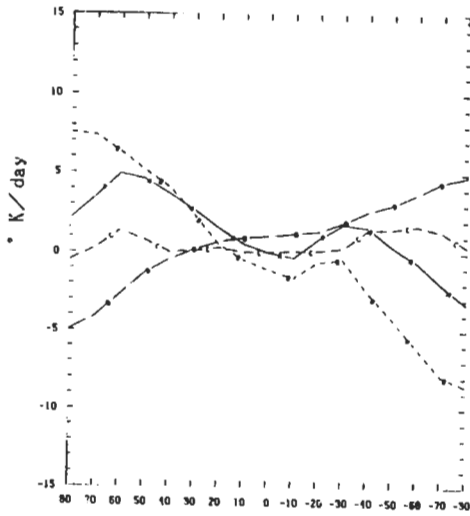


(c)

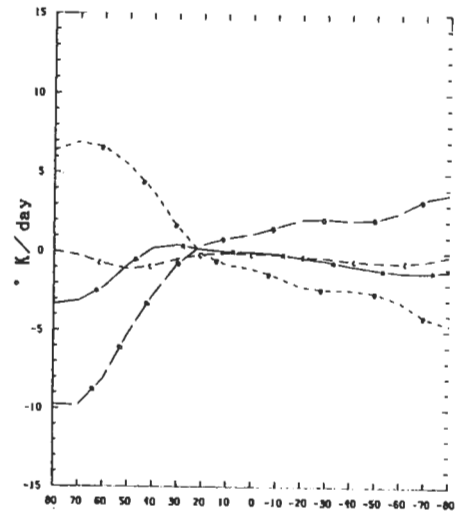
圖 9 動量方程各項大小在不同高度上的分佈。其中點線為科氏力距，虛線為重力波飽和的垂直動量通量輻合，粗點線為重力波飽和的渦流擴散，實線為平均緯流風的時間變化率。(a)55公里，(b)70公里，及(c)85公里。

為科氏力距、飽和重力波斷裂所造成的擴散效應及垂直動量通量輻合三者平衡的結果。而(9)式的物理意義為緯向平均溫度隨時間的變化，主要為垂直運動的絕熱增溫或冷卻，熱量渦流擴散及淨輻射能量三者的平衡。圖9為(9)式中右邊各項在至點時於不同高度(圖9a為50公里，圖9b為70公里，圖9c

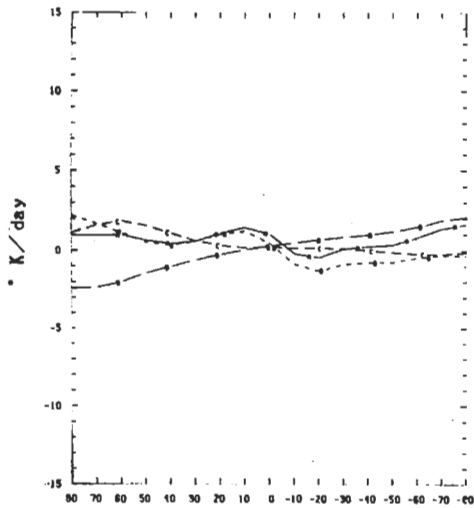
為85公里)其值隨緯度變化的情形。在冬至時北半球的科氏力距為西風加速，南半球為東風加速，而飽和重力波斷裂所引發的曳力，其大小和科氏力距相當，但方向相反。圖9顯示在平均緯流風的收支平衡計算中，平均緯流風隨時間的變化乃科氏力距和飽和重力波斷裂導致之曳力二者符號相反，是兩大項之小差值。圖9顯示渦流擴散效應很小，且不同高度上各項的數量大小雖有差異，但性質皆類似。圖10為(9)式右邊各項在至點時不同高度其值隨緯度變化的情形。在至點時淨輻射能量在冬至北半球為冷卻，夏至南半球為加熱，與垂直運動的絕熱加溫及冷卻為相反的效果。緯向平均溫度隨時間變化是垂直運動的絕熱增溫或冷卻與淨輻射能量大小二



(a)



(b)



(c)

圖10 熱量方程各項大小在不同高度上的分佈。其中點線為絕熱增溫或冷卻，虛線為淨輻射能量，粗點線為熱量渦流擴散，實線為緯向平均溫度的時間變化率。(a) 55公里，(b)70公里，及(c)85公里。

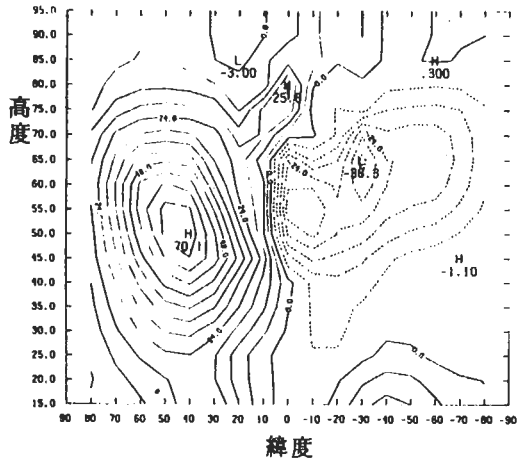
大項的小差值。各項在各高度上的分佈皆非常類似，僅有數量上的差異。上面的討論產生一很有趣的問題，即是緯向平均溫度場與平均緯流風場兩者在調整過程先後秩序的問題。由於 \bar{U} 與 \bar{T} 在地轉平衡及靜力平衡條件下，兩者將呈熱力風平衡，此種動力平衡是經由子午平均次環流導引之科氏力距先行調整 \bar{U} 或是經由絕熱加熱過程導引之次環流來反

應不均勻之輻射加熱而調整 \bar{T} ，頗值得進一步探討，Garcia (1988) 曾針對此問題提出一些初步的看法。

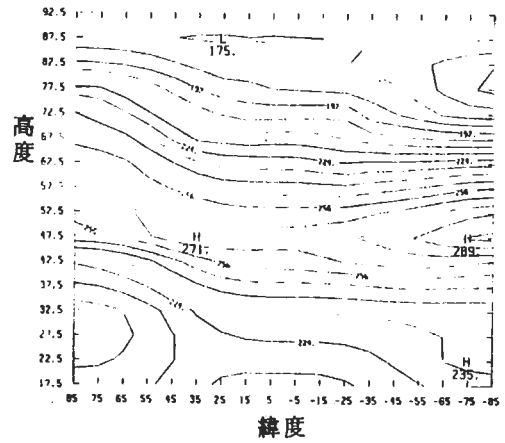
圖10亦顯示渦流擴散效應對溫度的改變不顯著，且不同高度各項的分佈特性頗為類似，但數量上有些差別。特別值得一提的是渦流熱量擴散項，在55公里全球是冷卻的效應，而在85公里冬半球是冷卻而夏半球是增溫，理由為何並不清楚，可能與長波輻射參數化太粗糙有關。

(三)飽和重力波效應參數化方法的敏感度分析

飽和重力波因斷裂產生的曳力和渦流擴散效應，在中層大氣中對平均緯流風的減速效果和平均子午環流經由科氏力距所造成的加速效果兩者數量相當。由於在模式中飽和重力波斷裂的參數化方法，各參數值的選取與重力波本身的特性及環境條件皆



(a)



(b)

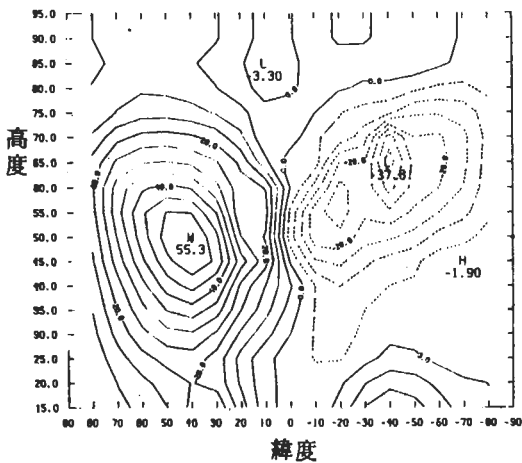
圖 11 同圖 5，但改變重力波波速為 $C = 0, \pm 25 \text{ m/s}$ 。

有很大關係，因此有必要進行幾個數值模擬實驗來探討改變重力波特質的參數對模擬之平均環流的影響。在下面的討論中將以模式由北半球秋分積分 90 天至北半球冬至的變化情形做為探討的目標。

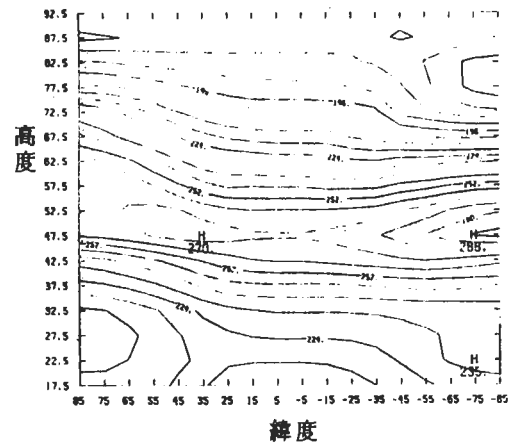
(1) 重力波相速度

由於波速決定飽和高度和飽和效應的大小，因此把波速由 $C = 0, \pm 20 \text{ m/s}$ 改為 $C = 0, \pm 25 \text{ m/s}$ ，比較圖 11 和圖 5 發現，改變重力波相速度

，對赤道區影響最大。平均緯流風在 75 公里處產生一極強西風，此西風在觀測上並未發現。至於緯向平均溫度方面，變化不大。若仔細比較其他各項的大小，發現在夏半球的淨輻射加熱增加了約 8% 而淨輻射冷卻幾乎沒有改變，此種差異使南半球的上升運動增加了 14%，北半球的下降運動增加了 4%，而且平均環流的南北運動增加約 5%。動量通量輻合在北半球減弱約 3%，而南半球增加約 16%。



(a)



(b)

圖 12 同圖 5，但改變參數 $\beta = 1.0 \times 10^{-8} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。

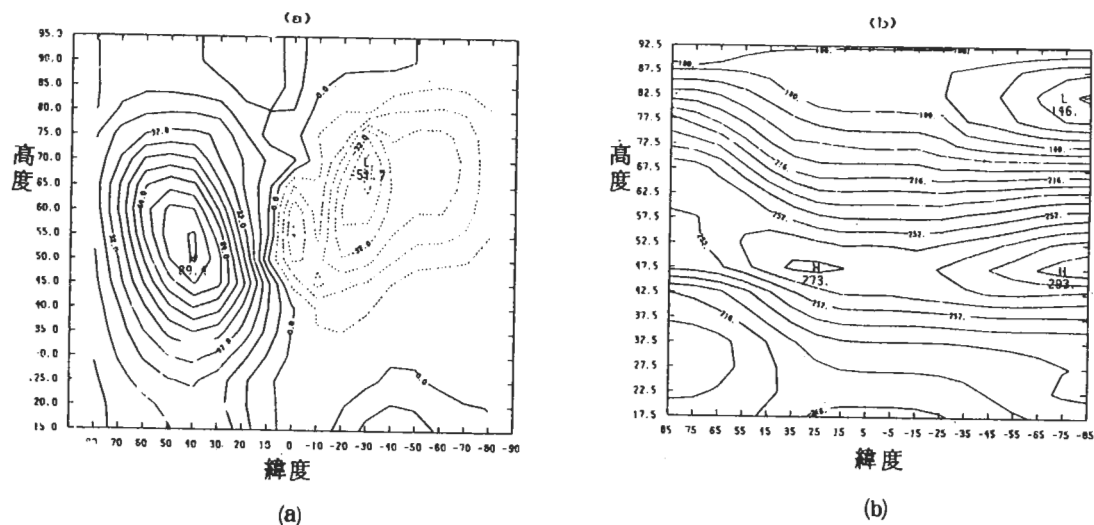


圖 13 同圖 5，但改變重力波低邊界之振幅為 2.5, 2.0, 1.5 m/s。

此結果顯示重力波波速增加使得斷裂所產生的電力和渦流擴散明顯加強，減弱平均緯流風的強弱。但是改變波速並不影響噴射氣流中心的位置。

(2) 重力波波長

改變參數 β 相當於改變重力波的波長。把 β 值由 0.8×10^{-6} 改為 1.0×10^{-6} 時比較圖 12 和圖 5 發現，計算結果顯示冬半球西風噴流中心所在的位置高度不變，而東風噴流中心的位置往南移。在緯向平均溫度方面，夏半球中氣層頂的溫度升高約 8°C 若仔細比較其他物理量，發現夏半球淨輻射加熱增加約 6%，使得南半球的上升運動和北風分量都變大。北半球的下降運動和北風分量的最大值區高度下降，並且數值變小，使得飽和重力波斷裂產生的電力在夏半球增加冬半球減少。模擬結果顯示改變重力波波長對飽和高度的位置並無改變，但卻會改變電力的強度及極大值區的位置，使得平均緯流風中心向南移。此種結果顯示夏半球之平均緯流東風偏南的情況可由改變重力波波長得以改善。

(3) 重力波下邊界振幅

改變 u_s 相當於改變重力波在下邊界的振幅，把 $u_s = 3.0, 2.5, 2.0 \text{ m/s}$ 改為 $2.5, 2.0, 1.5 \text{ m/s}$ 。比較圖 13 和圖 5 發現平均緯流風噴流中心的數值強度增強，位置也升高，使得夏半球

中氣層頂的溫度減少約 15°C 。由此實驗可看出重力波振幅在改善噴流中心的高度偏低有很大的影響。重力波的振幅減少會使重力波飽和的高度上升，使得噴流中心的位置升高，而振幅較大的重力波在較低的高度就達到飽和。由 VHF 雷達觀測到重力波振幅在低平流層有迅速減小的情形 (Gage et al., 1981)，而且 Schoeberl 和 Strobel (1984) 也認為能量較大的重力波會在平流層被吸收，顯示重力波被激發之處其能量的多寡 (即振幅的大小) 與重力波可達到的高度，有密切的關連性。

五、結語

本文利用 Holton and Wehrbein (1979) 的二維中層大氣環流模式進行中層大氣至點時大氣環流模擬實驗。模式中淨輻射能量計算採用 Lacis and Hansen (1973) 的短波輻射參數化及 Dickinson (1974) 牛頓冷卻近似的長波輻射參數化；並考慮內重力波因振幅過大達到飽和以致產生大量動量消散過程對平均環流所造成的影響。最後並對飽和重力波效應的參數化方法做敏感度分析。綜合前節的討論可以得到下列結論：

(1)由輻射平衡的溫度分佈得知在平流層觀測的溫度場可由輻射平衡計算的溫度場粗略得到；而在高中氣層觀測之冬半球極區溫度較夏半球極區為高之現象，並不能從輻射平衡的觀點解釋。

(2)在模式中加入飽和重力波的效應，經由飽和重力波斷裂產生之垂直西風動量通量輻合和渦流動量擴散等動力過程，本模式正確地模擬出觀測的高中氣層平均緯流風及緯向平均溫度的分佈。由動量和熱量收支診斷計算中發現，平均經向環流產生的科氏力距及絕熱增溫分別與飽和重力波所產生的曳力及非絕熱增溫抵消。這種結果，顯示控制平均緯流風及緯向平均溫度隨時間變化的淨動力因素皆是兩大項中的一小差值，因此在數量上的正確估計是相當不易的。

(3)在飽和重力波效應參數化方法敏感度的分析發現，改變重力波的參數值會改變曳力的大小，以致平均緯流風噴流中心的位置及強度也會改變，同時間接地也會改變淨輻射加熱和平均子午環流的強度。重力波波速的改變將改變平均緯流風的強度，但不能改善噴流中心位置偏南的問題。改變重力波波長時，可改善噴流中心位置偏南的問題，但對噴流中心的強度影響不大。改變重力波下邊界振幅的大小，會影響飽和發生的高度，當振幅變大時，飽和高度降低，噴流中心的位置也降低；當振幅變小時，飽和高度升高，噴流中心位置也升高。

本研究的結果指出為正確模擬中層大氣平均緯流風及緯向平均溫度的結構，正確地表達大氣內重力波在動量與熱量的垂直傳送及相關物理過程是不容忽視的。以往由於觀測技術的限制對於大氣內屬於較小水平尺度重力波之重要性的了解甚為缺乏，近年來高解析度之雷達系統相繼設立，相信對許多動力學者觀念上的澄清將有很大的助益。

本模式在未來可能改進及研究的方向包括

(1)在模式中長波輻射計算採用牛頓冷卻近似，而 Fels et al. (1980) 認為牛頓冷卻近似在高中層有嚴重的低估現象。雖然 Holton and

Wehrbein的模式已改用較複雜的 Curtis matrix 近似 (Wehrbein and Leovy, 1982)，但 Leovy (1984) 證明 Curtis matrix 參數化有超估的現象，因此模式中的長波輻射參數化有必要再作深入研究和改進，如此才能在數量上正確地了解飽和重力波因斷裂導致之動量輻合在決定中氣層大氣環流的重要性。

(2)在飽和重力波效應參數化方法方面，我們只考慮單一重力波線性飽和，並且模式中只用了三個不同相位波速的重力波，既沒有隨緯度的變化，彼此間也無交互作用。而實際大氣中重力波以波群形式出現，且有各種不同的波長和波速，而且兩個重力波波群之間也有非線性交互作用存在。最近有很多的學者研究非線性重力波飽和理論在中層大氣動力模擬的重要性，此點是我們未來要進一步研究的方向。

(3)在以往美國各主要大氣環流模式 (General Circulation Model, GCM) 研究群及世界各主要天氣預報作業單位的全球預報模式 (Global Forecasting Model, GFM) 對於低平流層及高對流層噴射氣流強度與位置及隨時間節序之演化的模擬，都有著力有不逮的情形發生。若是模式的功能僅是對短期 (0~48小時) 天氣預報提供有效資料，上述的問題將不構成太大的影響，但是若有意將模式預報的能力在時間方面予以延長 (譬如歐洲展期預報中心針對的目標是5~7天的展期預報)，高對流層與低平流層之噴射氣流強度與位置的正確模擬將是無可避免的。而欲正確模擬噴射氣流的強度與位置，地形所引發之重力波的效應由近年甚多相關的研究成果已知是不可忽略的 (Palmer et al., 1986, McFarlane, 1987; Tenenbaum, 1988)，這個問題頗值得我們進一步探討。

誌謝

M002-11及NSC 77-0202-M002-05 支持下完成。
 本文第一作者(周仲島)要特別感謝西德科隆大學
 (University of Cologne)地球物理學系教授
 A. Ebel Dr. Ebel 今年年初在國科會訪問學
 人經費支援下來台訪問,這期間多次的討論對本文
 內容上的改進有很大的幫助。

參考文獻

- 周仲島, 1988: 中層大氣大氣環流與動力模擬研究
 。台大大氣科學研究所研究報告NTUATM
 — 1988 — MAP 02, 174 頁。
- 周仲島與柯宗興, 1988: 中層大氣平均環流年週期
 變化模擬研究。(投稿大氣科學)。
- Apruzese, J.P., M.R. Schoeberl and D.F. Strobel, 1982:
 Parameterization of IR cooling in a middle
 atmosphere dynamics model, I: Effects on the
 zonally averaged circulation. *J. Geophys. Res.*, *87*,
 8951-8966.
- Balsley, B.B., W.L. Ecklund, and D.C. Fritts, 1983: VHF
 echoes from the high latitude mesosphere and lower
 thermosphere: Observations and interpretations. *J.*
Atmos. Sci., *40*, 2451-2466.
- Bender, C.M. and S.A. Orszag, 1978: Advanced Mathema-
 tical Methods for Scientists and Engineers, 593 pp,
 McGraw-Hill New York.
- Charney, J.G. and P.G. Drazin, 1961: Propagation of
 planetary-scale disturbances from the lower to the
 upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, *66*, 83-109.
- 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.J., 1982a: Wave transience in a compressible
 atmosphere, Part III: The saturation of internal
 gravity waves in the mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, *39*,
 1042-1051.
- Eliassen, A. and E. Palm, 1960: On the transfer of energy in
 stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, *22*,
 1-23.
- Fels, S.B., J.D. Mahlman, M.D. Schwarzkopf and R.W.
 Sinclair, 1980: Stratospheric sensitivity to perturba-
 tions in ozone and carbon dioxide: Radiative and
 dynamical response. *J. Atmos. Sci.*, *37*, 2265-2297.
- Fritts, D.C. 1984: Gravity wave saturation in the middle
 atmosphere: A review of theory and observations.
Rev. Geophys. and Space Phys., *22*, 275-308.
- Gage, K.S., J.L. Green, and T.E. VanZandt, 1980: Use of
 Doppler radar for measurements of atmospheric
 turbulence parameters from the intensity of clear-air
 echoes, *Radio Sci.*, *15*, 407-416.
- Hines, C.O., 1970: Eddy diffusion coefficients due to
 instabilities in internal gravity waves. *J. Geophys.*
Res., *75*, 3937-3939.
- Hodges, R.R., Jr., 1969: Eddy diffusion coefficients due to
 instabilities in internal gravity waves. *J. Geophys.*
Res., *74*, 4087-4090.
- Holton, J.R., 1982: The role of gravity wave-induced drag
 and diffusion in the momentum budget of the meso-
 sphere. *J. Atmos. Sci.*, *39*, 791-799.
- Holton, J.R., 1983: The influence of gravity wave breaking
 on the general circulation of the middle atmosphere.
J. Atmos. Sci., *40*, 2479-2507.
- 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, W.A. 98195, 41 pp.
- Holton, J.R. and X. Zhu, 1984: A further study of gravity
 waves induced drag and diffusion in mesosphere.
J. Atmos. Sci., *41*, 2653-2662.
- Houghton, J.T. 1978: The stratosphere and mesosphere.
Quart J. Roy. Meteorol. Soc., *104*, 1-29.
- Lacis, A.A. and J.E. Hansen, 1974: A parameterization for
 the absorption of solar radiation in the earth's atmo-
 sphere. *J. Atmos. Sci.*, *31*, 118-133.
- Leovy, C.B., 1964: Simple models of thermally driven
 mesospheric circulation. *J. Atmos. Sci.*, *21*, 327-341.
- Leovy, C.B., 1984: Infrared Radiative exchange in the
 middle atmosphere in the 15 micron band of carbon
 dioxide, in Dynamics of the Middle Atmosphere,
 edited by J.R. Holton and T. Matsuno, 355-366.
- Lilly, D.K. and E. Petersen, 1983: Aircraft measurement of
 atmospheric energy spectra. *Tellus*, *35A*, 379-382.
- Lindzen, R.S., 1981: Turbulence and stress due to gravity

- wave and tidal breakdown. *J. Geophys. Res.*, 86, 9707-9714.
- Lindzen, R.S., 1984: Gravity waves in the mesosphere, in Dynamics of the Middle Atmosphere. Edited by J.R. Holton and T. Matsuno. 3-18.
- Matsuno, T., 1982: A quasi-one-dimensional model of the middle atmospheric circulation interacting with internal gravity waves. *J. Meteorol. Soc. Japan*, 60, 215-236.
- McFarlane, N.A., 1987: The effect of orographically excited gravity wave drag on the general circulation of the lower stratosphere and troposphere. *J. Atmos. Sci.*, 44, 1775-1800.
- Palmer, T.N., G.J. Shutts and R. Swinbank, 1986: Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parameterization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 112, 1001-1039.
- Plumb, R.A., 1977: The interaction of two internal waves with the mean flow: Implication for the theory of the quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.*, 34, 1847-1858.
- Plumb, R.A. and A.O. McEwan, 1978: The instability of a forced standing wave in a viscous stratified fluid: A laboratory analogue of the quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.*, 35, 1827-1839.
- Sato, T. and R.F. Woodman, 1982b: Fine altitude resolution radar observations of upper-tropospheric and lower-stratospheric winds and waves. *J. Atmos. Sci.*, 39, 2539-2545.
- Schoeberl, M.R. and D.F. Strobel, 1978: The zonally averaged circulation of the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 35, 577-591.
- Schoeberl, M.R., and D.F. Strobel, 1984: Nonzonal gravity wave breaking in the winter mesosphere, in Dynamics of the Middle Atmosphere, edited by J.R. Holton and T. Matsuno, 45-64.
- Shine, K.P. 1987: The middle atmosphere in the absence of dynamical heat fluxes. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 114, 603-633.
- Tenenbaum, J., 1987: Jet stream velocity errors in general circulation models. *Mon. Wea. Rev.*, 115, 2744-2758.
- Theon, J.S., W. Nordberg, C.B. Katchen, and J.J. Horvath, 1967: Some observations on the thermal behavior of the mesosphere. *J. Atmos. Sci.*, 24, 428-438.
- Trenberth, K.E., 1973: Global model of the general circulation of the atmosphere below 75 km with an annual heating cycle. *Mon. Wea. Rev.* 101, 287-305.
- Vincent, R.A. and I.M. Reid, 1983: HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes. *J. Atmos. Sci.*, 40, 1321-1333.
- Wehrbein, W.M. and C.B. Leovy, 1982: An accurate radiative heating and cooling algorithm for use in a dynamic model of the middle atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 39, 1532-1544.

BREAKDOWN OF SATURATED INTERNAL GRAVITY WAVES ON THE
MIDDLE ATMOSPHERE GENERAL CIRCULATION

Ben Jong-Dao Jou *Tsung-Hsing Ke*

Department of Atmospheric Sciences
National Taiwan University

(manuscript received 20 June, 1988; in final form 28 June, 1988)

ABSTRACT

This paper using the 2-dimensional general circulation model designed by Holton and Wehrbein (1979) successfully simulated the solstice zonal mean temperature and mean zonal wind fields in the middle atmosphere while parameterized momentum dissipation due to breakdown of saturated internal gravity wave was included.

The diagnostic analysis of the simulated results showed that the change of the mean zonal wind is a residual between the Coriolis torque and the convergence of vertical momentum fluxes induced by saturated internal gravity waves and the change of the zonal mean temperature is a residual between the adiabatic ascending/descending and the diabatic heating/cooling due to radiation process.

The sensitivity test of the parameterization scheme showed that

- (i) change wavelength of saturated internal gravity waves will change the jet core position in the meridional direction; and
- (ii) change amplitude of saturated internal gravity waves at the lower boundary will change the jet core position in the vertical direction and also change its intensity.

The parameterization scheme can be applied in the current global forecasting model to improve systematic errors regarding the predicated jet stream structure in the upper troposphere.

Key words: the middle atmosphere, general circulation, internal gravity waves, saturated internal gravity wave, breakdown of saturated internal gravity wave, jet stream intensity and position.