

# 全球二維傳送模式在長生命期大氣追蹤劑分佈的研究

周仲島 鄧秀明

國立台灣大學大氣科學研究所

(中華民國七十六年九月十一日收稿；七十六年九月二十九日定稿)

## 摘要

本研究使用長期大氣環流資料及質量守恒原理，建立一全球二度空間傳送模式，以計算長生命期大氣化學物質被大尺度運動重新分佈情形。本模式最大的特徵是採用轉換尤拉緯向平均質量連續方程式。使用轉換尤拉方程式，在數值方法上，可避免傳統尤拉方程中平均環流與渦流通量輻合兩大項相減變成一較小項所造成的巨大誤差，同時能正確地描述空氣質點在經向剖面上的運動軌跡，較具有物理意義。再者，在此系統下，渦流運動對平均場隨時間變化的淨效應，可以單一項  $(\rho \cos \psi)^{-1} \vec{\nabla} \cdot (\rho \cos \psi \vec{F})$  來表示。其中  $\vec{F}$  的大小，可以渦流擴散係數張量  $K$  與追蹤劑緯向平均場的空間梯度相乘積予以參數化計算之。

本模式初步測試結果顯示，渦流擴散效應基本上在消除初始追蹤劑原有存在的空間梯度。但是經由長時間積分，在擴散速率較慢的地區如冬季低平流層，將會形成物質累積的情形，造成較大梯度值的結果。平均環流的平流過程，基本上代表了空氣質點沿氣流方向移動情形，對於促進追蹤劑平均場的均勻性並無作用。由於使用上游差分法具有較強衰減作用，而且網格間距過大，使得模式的保守性顯得並不太理想。

兩種過程合併的結果顯示剩餘平均環流的平流過程仍與淨渦流運動的擴散過程存有相互抵消的情形。擴散的效應在長期積分後期愈來愈明顯，使得追蹤劑的分佈在 360 天積分結果已幾乎完全散失對初始場的記憶了。此點顯示本模式所採用的渦流擴散係數  $K_{yy}$  及  $K_{zz}$  的數值可能有過大的情形。

關鍵詞：長生命期追蹤劑，二維傳送模式，非絕熱平均環流。

## 一、前言

近幾十年來，由於人類在地面及大氣中製造各種化學污染物的行為，使得大氣層中某些微量組合氣體（如平流層中臭氧與對流層中二氧化碳）的含量與分佈，產生重大的變化。此種長生命期微量組

合氣體在大氣層中的分佈，對地球氣候及地面人類與生物生存的環境，都將產生許多直接與間接的影響。因此在近十餘年來，引起世界各國大氣科學家的嚴重關切。這些微量組合氣體在大氣中的分佈，

不僅與在大氣中進行的化學反應（尤其是光化學方面）過程有關，並與大氣不同尺度運動的傳送過程，有著密切的關係。為了解微量氣體在大氣中分佈的情形，正確地模擬大氣傳送過程是非常重要的。

有關建立大氣傳送模式以探討微量氣體分佈的研究，很多是以水平平均一維模式來研究。此類模式的優點在處理輻射及化學過程方面可以盡量發展，可以模擬非常繁瑣的大氣化學過程；而動力過程在此種模式中已被簡化至以垂直速度及垂直擴散係數來表示，空間解析情形甚差。在另一方面，有很多研究是以複雜的三度空間大氣環流模式來進行（Hunt and Manabe, 1968；Cunnold et al., 1975；Mahlman and Moxim, 1978；Schlesinger and Mintz, 1979）。此類模式的特徵是，在三度空間環流結構的模擬方面甚為複雜且準確；然而由於過份強調動力過程，因此在解析微量氣體的化學反應及輻射效應等其他也同時決定其空間分佈的物理過程時，限於複雜性與電腦速度無法做充份的模擬。有鑑於此，二維模式的重新引進，變成了研究長時間平均大氣微量氣體在空間分佈的最佳研究途徑。

在設計全球二維傳送模式時，除了要知道在經向剖面上平均環流的結構外，如何適度地表示大氣微量氣體被大氣擾動所傳送的情形，是二維模式研究重要的主題之一，也是近年來甚多動力氣象學家研究努力的目標（Pyle and Rogers, 1980；Holton, 1981；Strobel, 1981；Matsuno, 1980；Garcia and Solomon, 1983；Ko et al., 1985；Kida, 1983；Tung, 1982；Vupputuri, 1979；McIntyre, 1980；Mahlman et al., 1980；Andrews and McIntyre, 1976；Jou, 1986）。在尤拉（Eulerian）系統下，緯向平均環流包含了由非絕熱加熱不均勻分佈所造成的熱驅動平均環流及非軸對稱擾動的平均環流。以傳統尤拉系統之質量守恒方程計算大氣追蹤劑（tracer）的傳送過程中，平均環流之傳送與非軸對稱擾動之傳送，數值大小相似、符號相反，產生相互抵消的情形。如此，傳送效

應的大小為兩大項間之小差值。這種情形的產生乃是使用緯向平均後的結果。

為避免計算兩大項的小差值情形在模式中重複出現，在有些二維模式中，緯向平均環流的結構乃直接利用已知的緯向平均非絕熱加熱量來求得。此種環流我們稱之為非絕熱平均環流（diabatic mean circulation）。此種環流代表了非絕熱效應所驅動的環流。當考慮大氣運動系統中，非軸對稱擾動滿足下列條件：(1)保守，(2)振幅不隨時間變化，(3)線性時，非絕熱平均環流即代表了扣除非軸對稱擾動所驅動之平均環流後的尤拉系統下之緯向平均環流結構。此時非絕熱平均環流與 Andrews and McIntyre（1976）所定義之剩餘平均環流（Residual mean circulation）意義相同。

非軸對稱擾動的淨傳送計算，為將傳統尤拉系統下之擾動傳送效應減去擾動驅動之平均環流傳送效應後剩餘的部份予以參數化。一般參數化的方法乃是假設此剩餘的淨渦流傳送方式與混合長度理論下之渦流擴散（eddy diffusion）現象相似。

本研究的主要目的即是使用長期大氣環流資料，應用質量守恒原理，建立一個二度空間全球傳送模式。本模式最大的特徵是採用轉換尤拉緯向平均質量連續方程式。在此系統方程下渦流運動對平均場隨時間變化的淨效應，可以單一項 $(\rho \cos \psi)^{-1} \nabla \cdot (\rho \cos \psi \vec{F})$ 來表示。其中 $\vec{F}$ 的大小，可以渦流擴散係數張量 $K$ 與追蹤劑緯向平均場的空間梯度相乘積予以參數化計算之。本研究同時利用此模式來估計長生命期大氣化學物質，在長時間平均狀態下，經大氣運動傳送過程影響，在緯度與垂直平面上重新分佈的情形。

在下一節中，二維傳送模式的設計將予以描述。剩餘平均環流的計算方法及其物理意義將在第三節中詳細討論之。初步的數值實驗結果將在第四節中討論。由於實驗的結果與平均環流結構、渦流擴散係數、及初始追蹤劑空間梯度分佈至為相關，因此在第四節中各個不同之傳送效應將分別予以討論之。最後第五節為結論。

## 二、模式結構

本研究使用質量連續方程，建立以  $z = -H \log p$  為垂直座標的二維傳送模式。模式的垂直範圍從地面到平流層頂 50 公里處，水平範圍由北極至南極。

### 2.1 控制方程

大氣追蹤劑的分佈及傳送過程，可由質量連續方程表示

$$\frac{dq}{dt} = S \quad (2.1)$$

其中  $q$  表示追蹤劑的混合比， $S$  表示追蹤劑的源或匯（本文有關符號，請參考附錄）。

對 (2.1) 取緯向平均，可得緯向平均連續方程

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \bar{S} - \frac{1}{\cos \psi} \frac{\partial}{\partial y} (\cos \psi \bar{v}' q') - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{w}' q') \quad (2.2)$$

在上式中， $\bar{v}$ 、 $\bar{w}$  是傳統尤拉緯向平均經向環流速度分量。在此平均系統中，此經向環流同時包含了由渦流所駛引的經向環流分量，以及由非絕熱過程不均勻加熱所駛引的經向環流分量。在等號右邊第二及第三項，為渦流速度分量 ( $v'$ 、 $w'$ ) 與追蹤劑分佈 ( $q'$ ) 的空間相關之輻合，代表了不同時間尺度及空間尺度，大氣擾動在水平方向及垂直方向，以擴散型式傳送追蹤劑的速率。

為利於分離純渦流傳送效應，與非絕熱過程不均勻加熱駛引的平均環流傳送，我們採用轉換尤拉平均方程 (Transformed Eulerian - Mean Equations)，來表示大氣追蹤劑重新分佈的傳送過程。首先定義一個剩餘平均環流 (Residual Mean Circulation) (Andrews and McIntyre, 1976)，

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{v'\theta'}) / \bar{\theta}_z \quad (2.3a)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{\rho \cos \psi} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \cos \psi \overline{v'\theta'}) / \bar{\theta}_z \quad (2.3b)$$

其中  $\bar{v}^*$  及  $\bar{w}^*$  是剩餘平均環流水平及垂直速度分量， $\overline{v'\theta'}$  是水平渦流熱通量。(2.3) 所定義的剩餘平均環流亦滿足連續方程，亦即

$$\frac{1}{\rho \cos \psi} \frac{\partial}{\partial y} (\rho \bar{v}^* \cos \psi) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (\rho \bar{w}^*) = 0 \quad (2.4)$$

將 (2.3) 代入 (2.2) 可得轉換後的質量連續方程

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \bar{v}^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} = \bar{S} - \frac{1}{\rho \cos \psi} \vec{\nabla} \cdot (\rho \cos \psi \vec{F}) \quad (2.5)$$

其中

$$\vec{F} = \begin{pmatrix} F_y \\ F_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{v'q'} - (\overline{v'\theta'} / \bar{\theta}_z) \bar{q}_y \\ \overline{w'q'} + (\overline{v'\theta'} / \bar{\theta}_y) \bar{q}_y \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

$\vec{F}$  代表大氣追蹤劑淨渦流通量傳送， $F_y$  及  $F_z$  分別為其在南北及垂直方向上渦流通量分量，而  $(\rho \cos \psi)^{-1} \vec{\nabla} \cdot (\rho \cos \psi \vec{F})$  則為淨渦流通量輻合項，亦即代表渦流對大氣追蹤劑的淨傳送效應。

方程式 (2.5) 為本二維傳送模式的控制方程。其中追蹤劑的淨渦流通量項  $\vec{F}$  可以渦流擴散係數張量  $\vec{K}$  與追蹤劑平均梯度的乘積予以參數化。依照 Holton (1981)，(2.6) 可以表示成

$$\vec{F} = - (\vec{K}_s + \vec{K}_a) \cdot \vec{\nabla} \bar{q} \quad (2.7)$$

其中  $\underline{K}_s$  及  $\underline{K}_a$  分別代表擴散係數張量  $\vec{K}$  的對稱及非對稱分量。對稱擴散矩陣  $\underline{K}_s$  代表了渦流運動真正擴散效應的部份；而非對稱擴散矩陣  $\underline{K}_a$  則代表渦流運動因振幅隨時間變化所產生的瞬變效應，此效應實為一種平流過程。一般而言，若渦流運動振幅隨時間的變化並非很大時，非對稱部份可以省略。本研究的主要目的是診斷長生命期大氣追蹤劑，在長時間平均狀態下被重新分佈情形，因此省略瞬變效應是很合理的。

若將對稱擴散係數矩陣的元素明確表示並代入 (2.5) 中，控制方程可寫成

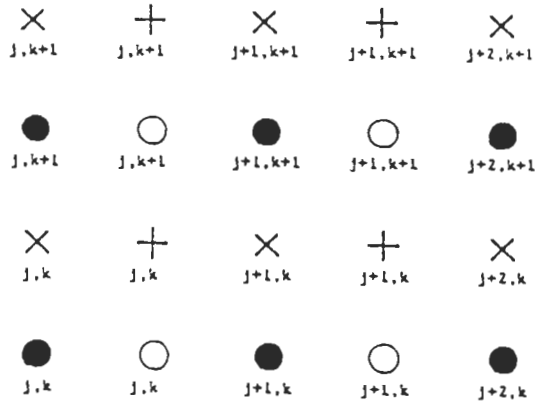
$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} = & -\bar{v}^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} - \bar{w}^* \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \frac{1}{a \cos \psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \\ & \left( \cos \psi K_{yy} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} + \frac{1}{a \cos \psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left( \cos \psi \right. \right. \\ & \left. \left. K_{yz} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho K_{yz} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho} \right. \\ & \left. \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho K_{zz} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \right) \right) \end{aligned} \quad (2.8)$$

在此我們假設此追蹤劑在大氣中沒有源或匯，i.e.,  $\bar{S} = 0$ ，亦即  $\bar{q}$  為一保守的大氣追蹤劑。

2.2 數值方法

將 (2.8) 式改寫成差分方程的細節，在此不討論，請參考邵 (1987)。本模式採用交錯網格配置方式，各變數配置情形可參見圖一。平均環流平流項的空間差分，我們採上游差分型式，而渦流傳送的擴散項則採用中差分型式。平流項採用上游差分型式的好處在於經多次計算後，不會產生負值和不穩定；但缺點在於會造成很強的衰減作用 (Rood, 1987)。

一般最常使用的時間差分方法乃是跳蛙式時間差分法。然而研究顯示，若以跳蛙式時間差分法解擴散方程，將造成不穩定的計算結果。但是跳蛙式差分法對平流方程卻是條件性穩定。在本模式中，



- $K_{zz}$
- $K_{yz}$
- ×  $\bar{v}^*, \bar{w}^*, \bar{q}$
- +  $K_{yy}$

圖一 全球二維傳送模式交錯網格及各種變數配置圖。

為使得時間積分結果不致造成不穩定，在平流項採取半隱式重覆計算的 Adams - Bashforth 時間差分法；而對擴散項採用 forward 法。若寫成方程式為

$$\begin{aligned} \bar{q}^{t+\Delta t} = & \bar{q}^t + \Delta t \left[ \frac{3}{2} \left( \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \right)^t - \frac{1}{2} \right. \\ & \left. \left( \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \right)^{t-\Delta t} \right] + \Delta t \left[ \left( \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} \right)^t \right] \end{aligned} \quad (2.9)$$

(平流項部份)                      (擴散項部份)

2.3 邊界條件

為了使模式在計算過程中，追蹤劑的總量保守起見，各運動場在網格邊界點上採用以下的邊界條件：

在極點令  $\bar{v}^* = K_{yz} = 0$

在上、下邊界令  $K_{yz} = 0$



在邊界的各傳送項其差分型式則依循質量保守原則設立，細節可參考鄧（1987）。

### 三、平均環流

#### 3.1 剩餘平均環流

本研究採用季節性大氣環流統計資料，來計算平均環流的結構。在計算剩餘平均環流時，我們需要緯向平均溫度場和渦流熱量通量分佈資料。在對流層，我們可以直接使用Oort and Rasmusson (1971) 北半球五年平均大氣環流統計資料，應用剩餘平均環流的定義來求得  $\bar{v}^*$  與  $\bar{w}^*$ 。在平流層，由於缺乏完整的大氣環流統計資料，無法直接利用剩餘平均環流定義來計算。必須以非絕熱加熱率來計算非絕熱平均環流以替代剩餘平均環流。此兩種環流的差異可參考Holton (1981)，下節中亦將予以討論。

在 30 公里以下的低平流層，我們採用 Dopplick (1979) 的非絕熱加熱率分佈和Newell et al., (1974) 的緯向平均位溫場資料，此一部份資料四個季節都有。在 30 公里以上至 50 公里的平流層，則採用Murgatroyd和Singleton (1961) 的非絕熱加熱率和Murgatroyd(1969) 緯向平均位溫場分佈。此種資料只有冬、夏兩季。所以，春秋兩季的資料，必須以內插方式取得。對於不同高度間資料配合的問題，經由內插方式審慎處理，以免所求平均環流有不合理處。

上面所討論的計算及資料皆僅限於北半球。現今南半球的資料仍非常的缺乏，因此由北半球相對應季節資料代表南半球的環流。為了使求得的垂直速度場，能滿足質量連續方程及邊界條件（在極區  $\bar{v}^* = 0$ ），對於每一高度的垂直速度場需作調整。調整方法為任一高度之  $\bar{w}^*$  需滿足以下的限制條件：

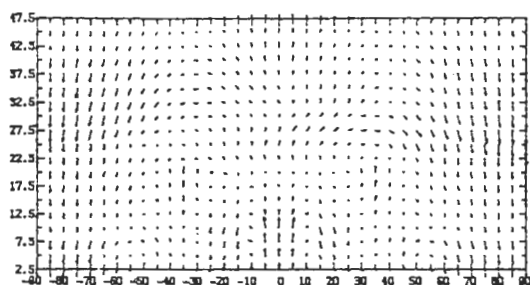
$$\int \rho \bar{w}^* \cos \psi dy = 0$$

將經過上式調整過的垂直速度場，代入連續方程式中，以求得調整過後的水平速度場  $\bar{v}^*$ 。

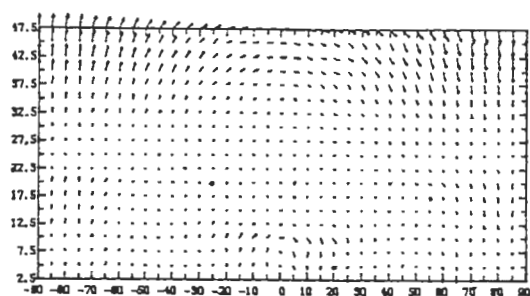
圖二為由地面至 50 公里剩餘平均環流在四個不同季節分佈情形。圖中顯示在中、高平流層，有跨越赤道由夏半球往冬半球的單一熱力直接環流胞的存在；而在對流層及低平流層，熱帶地區亦有一明顯熱力直接環流，不過範圍較小。兩半球在副熱帶緯度（30°附近）有下沉的分量存在，但在冬季要比夏季來得明顯。此種赤道環流型態在春、秋季亦存在，但是上升氣流由夏半球移至赤道區。整個平流層計算所得之平均環流型式和Stordal et al., (1985) 計算所得之平均環流型式相似，但是強度上稍弱，尤其在高緯度地區更見明顯。

#### 3.2 尤拉平均環流與剩餘平均環流

為了解剩餘平均環流與傳統尤拉平均環流間的差異，下面將以北半球對流層（100 毫巴以下）

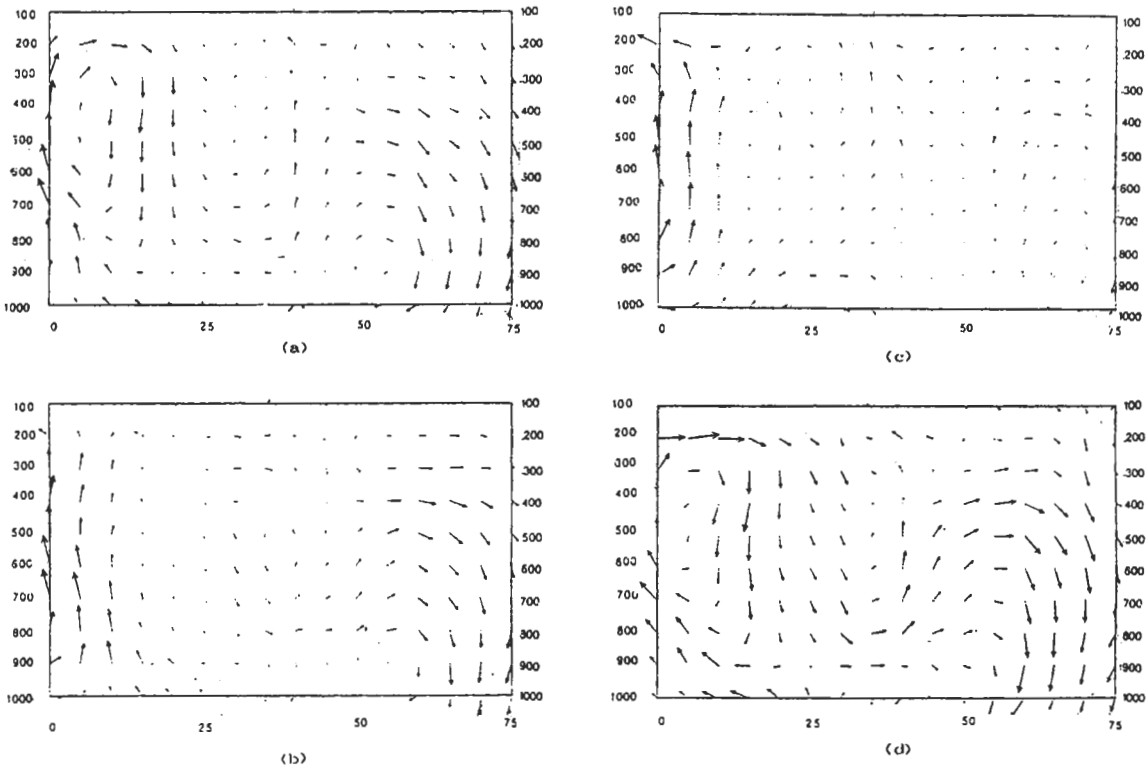


(a)



(b)

圖二 季節平均經向環流在對流層與平流層分佈圖。(a)為正緯度半球春季，負緯度半球秋季分佈圖，(b)為正緯度半球冬季，負緯度半球夏季分佈圖。圖中單位向量代表 y 方向速度分量 140 cm/s 及 z 方向速度分量 0.14 cm/s。



圖三 利用 Oort and Rasmusson (1971) 資料，計算各季節平均北半球對流層剩餘平均環流分佈情形。(a)為春季，(b)為夏季，(c)為秋季及(d)為冬季。

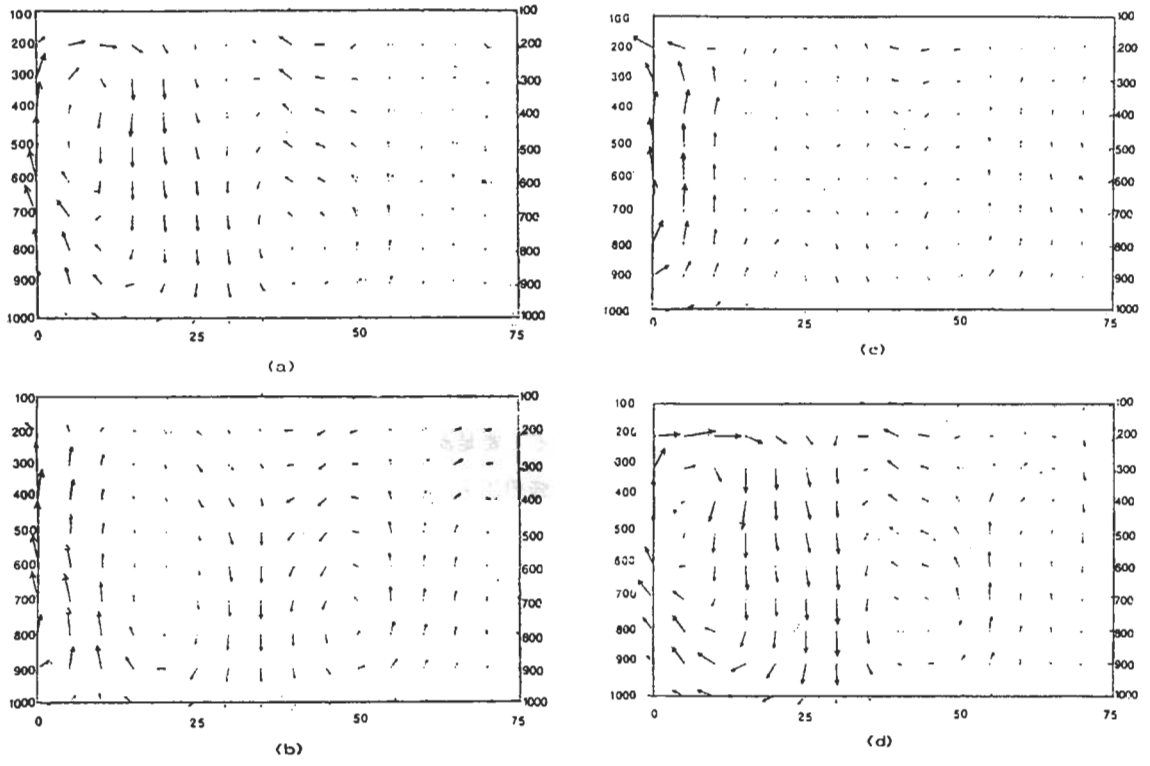
大氣環流統計資料計算結果來探討其中的差異。圖三為剩餘平均環流在不同季節的分佈（此間的季節皆對北半球而言）。圖中顯示四個季節皆僅存在一個單胞直接熱力環流，在赤道地區上升，在極區下降。這個單胞環流的強度在冬季時最強，春季次之，而在夏季時最弱。在冬、春季時，於副熱帶地區，中對流層有另一支下降氣流。而在夏、秋季時，此下沉氣流位置較偏北且強度甚弱。圖三的結果與 Karoly (1982) 的計算結果相一致。

剩餘平均環流與傳統尤拉平均環流的差異，主要為渦流所強迫駛引的平均經向環流。圖四及圖五分別為北半球對流層傳統尤拉平均環流及渦流強迫平均環流各季節分佈情形。傳統尤拉平均環流的結構為明顯三胞環流型式，也就是在低緯度地區有哈德里熱力直接環流，中緯度地區的佛雷爾熱力間接環流，及高緯度地區的極區熱力直接環流。而渦流

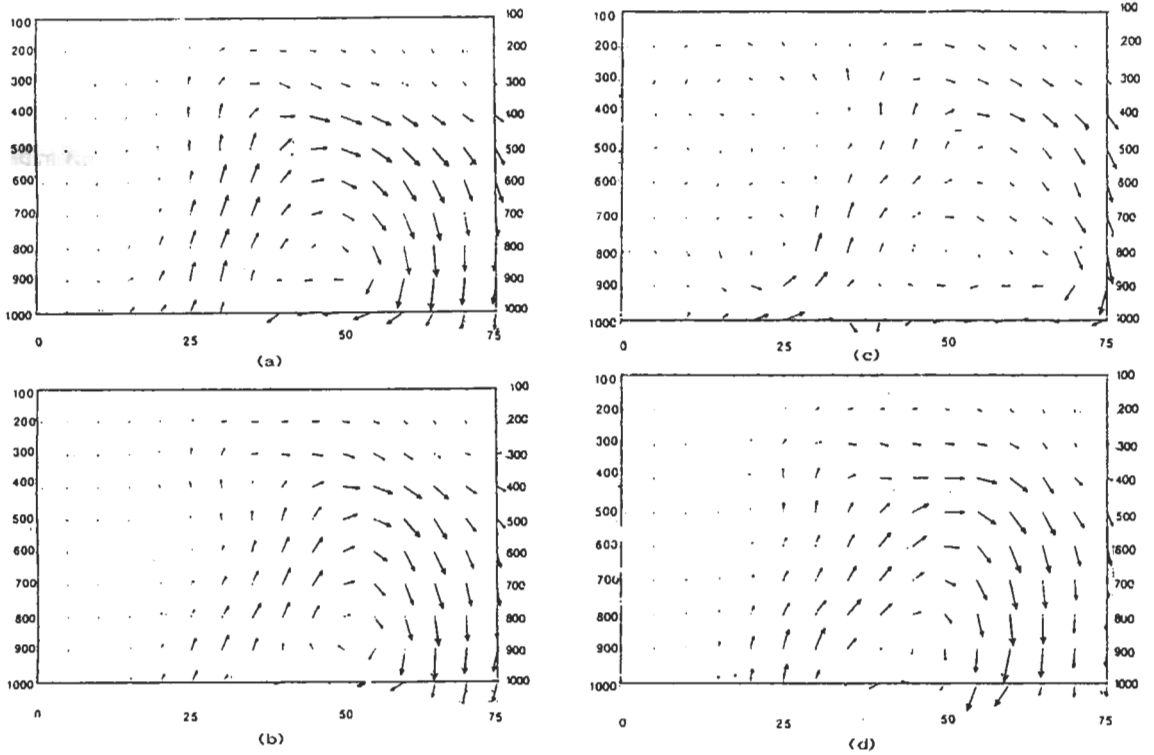
駛引的平均環流，除了在中高緯度有一甚強的熱力間接環流之外，其餘地區所強迫之平均環流皆甚弱。在季節上，以冬季的強度最強，夏季的強度最弱。由上述討論可知，剩餘平均環流的分佈特徵與傳統尤拉平均環流最大的差別主要在中高緯度，尤其是在冬季，亦即渦流效應最為明顯的地區。

剩餘平均環流的物理意義，周與李 (1986) 的論文中已稍作解釋。但為進一步了解剩餘平均環流與傳統尤拉平均環流間的相關，及剩餘平均環流在大氣追蹤劑傳送過程中所扮演的角色，下面將進一步的討論。若將剩餘平均環流的定義代入傳統尤拉緯向平均熱力方程式中，可得轉換尤拉平均熱力方程：

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{v} \cdot \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \cdot \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \bar{Q} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z}$$



圖四 與圖3同，但為傳統尤拉平均環流分佈圖。



圖五 與圖3同，但為渦流通量強迫之平均環流分佈圖。

$$\left( \rho \frac{\overline{v' \theta'}}{\bar{\theta}_z} + \rho \frac{\overline{w' \theta'}}{\bar{\theta}_z} \right) = \bar{Q} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho \frac{\overline{w' \theta' \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta}}}{\bar{\theta}_z} \right) \quad (3.1)$$

在上式中，等號右邊第一項為緯向平均非絕熱加熱項，而第二項代表大氣渦流對緯向平均位溫變化的淨效應。將線性化後的渦流熱力方程

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = Q'$$

改寫成通量形式（即將上式乘以  $\theta'$  再取緯向平均）可得

$$\overline{w' \theta'} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} = - \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\bar{\theta}'^2}{2} \right) + \overline{\theta' Q'} \quad (3.2)$$

由上式可知，若所考慮的渦流，滿足恒定狀態（ $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ），且具保守性（ $Q' = 0$ ），渦流所強迫的熱量傳送其路徑將與緯向平均位溫場呈平行，亦即  $\overline{w' \theta'} \cdot \vec{\nabla} \bar{\theta} = 0$ 。在此情形下，轉換尤拉緯向平均熱力方程可改寫成

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \bar{v}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \bar{Q} \quad (3.3)$$

由上式可知，沿著剩餘經向環流（ $\bar{v}^*$ ， $\bar{w}^*$ ）運動方向，任一特定空氣質點之緯向平均位溫的時間變化率僅與緯向平均非絕熱加熱率有關。因此若假設  $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = 0$ （對長時期平均大氣而言，此假設可以成立），剩餘平均經向環流的物理意義相當於經由非絕熱過程空間不均勻加熱差異所驅動的熱力直接環流。

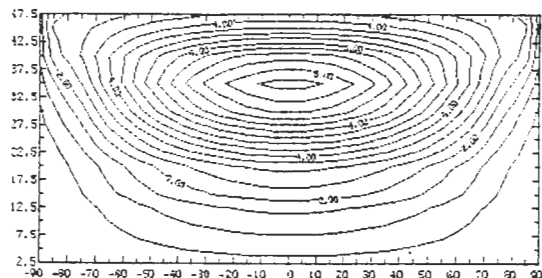
由尺度分析及實際觀測資料分析（Dunkerton, 1978）研究顯示，在大部份高對流層及低平流層區域，轉換尤拉緯向平均熱力方程可寫成

$$\bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \bar{Q} \quad (3.4)$$

此亦即表示在冬季低平流層赤道區為上升運動乃非絕熱加熱項  $\bar{Q} > 0$  的結果。反之，在極區下降運動則是由於非絕熱加熱項  $\bar{Q} < 0$  的結果。這種經由不均勻非絕熱加熱、冷卻所驅使出來的平均環流，是一種熱力直接環流，亦即在  $\bar{Q} > 0$  區域上升，在  $\bar{Q} < 0$  區域下降。這種熱力直接環流與 Brewer（1949）及 Dobson（1951）利用觀測之平流層水汽和臭氧的分佈所推導出來之平均經向環流結構相一致。這種結果與傳統尤拉系統中在中緯度所觀測到的弗雷爾胞的結構正好相反。此乃因為弗雷爾胞主要是渦流水平熱量通量和水平動量通量輻合所強迫出來的平均環流，此種環流特徵為熱力間接環流。

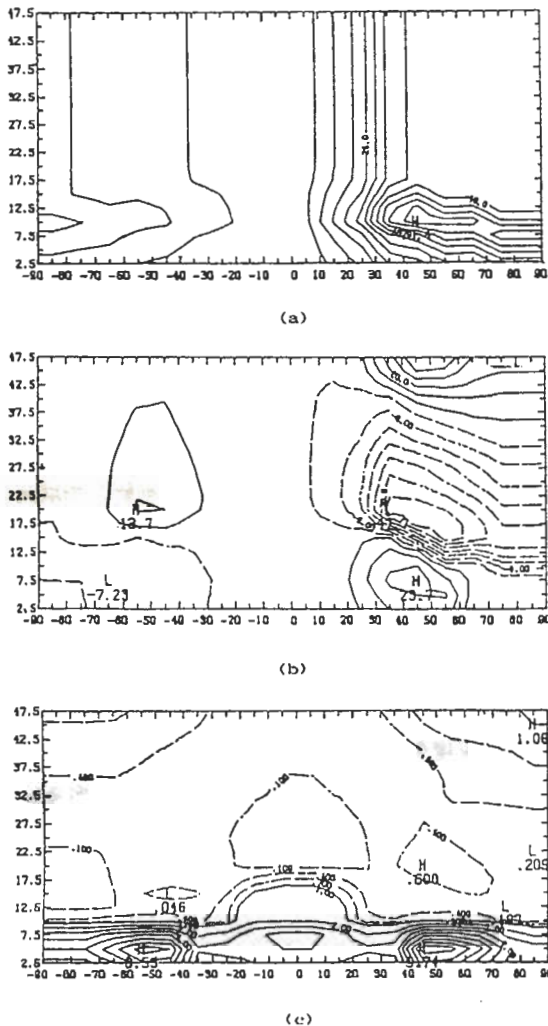
#### 四、結果與討論

本模式在大氣追蹤劑的分佈研究上，進行三個數值模擬實驗。這三個模擬實驗的設計乃是根據模式控制方程的特性區分為純擴散傳送效應，純平均環流傳送效應，及兩者合在一起的淨傳送效應。在初步測試的模擬實驗中，大氣追蹤劑初始場的分佈是採用一個與北半球春分時期臭氧混合比分佈相類似的數值（圖六）。此分佈圖形乃採自 Jou（1986），並已將濃度數值常態化，以避免量化因次的困擾。此追蹤劑初始分佈場的特性為，在 35 公里赤道區有一極大值，在低平流層及高平流層赤道區垂直梯度甚大，而在中平流層中緯度地區有較大水平



圖六 大氣追蹤劑初始分佈圖，此圖的資料係採自 Jou（1986）。





圖七 北半球（正緯度半球）冬季，南半球（負緯度半球）夏季由觀測資料倒推之渦流擴散係數各分量分佈圖。(a)為 $K_{yy}$ ，單位為 $10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ；(b)為 $K_{yz}$ ，單位為 $10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ；及(c)為 $K_{zz}$ ，單位為 $10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 。此圖的資料係採自 Hidalgo and Crutzen (1977)。

梯度存在。為簡化實驗的測試模擬，在模擬過程中，基本運動場（包括平均環流與擴散係數），皆以北半球冬季的平均資料為主，而且基本運動場不隨時間改變。如此，長時期的積分結果，可以代表長生命期大氣追蹤劑在北半球冬季（南半球夏季）平

均環流長時間的影響下被重新分佈的情形。

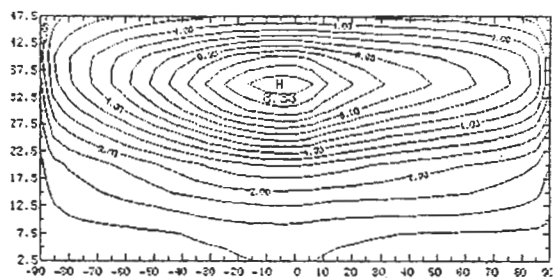
北半球冬季剩餘平均環流由地面至 50 公里的環流結構，在 3.1 節中已有討論（見圖二）。北半球冬季渦流擴散係數的分佈（見圖七）則採自 Hidalgo and Crutzen (1977) 的論文。有關如何使用大氣環流資料、參數化擴散係數的計算及分佈特徵等，將在另一篇論文中詳加討論。圖七乃是 Hidalgo 及 Crutzen 利用對流層觀測之臭氧及水汽含量分佈，以倒推方法計算出來的北半球冬季渦流擴散係數。在高平流層部份（ $K_{yy}$ ）乃是以外插方式設定值來決定，其不準確度甚大。然而由於缺乏完整大氣環流資料，尤其是平流層部份，因此僅作為粗略的假定。

#### 4.1 擴散傳送效應

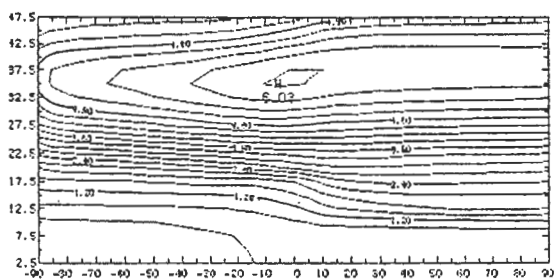
基本上，擴散效應是使原本高濃度的地方濃度降低，使較低濃度的地方濃度升高，以降低追蹤劑的空間梯度。此種傳送過程的速率與追蹤劑初始水平及垂直梯度的大小及擴散係數的大小有關。圖八 a-c 分別為時間積分 30 天，360 天及 1080 天後的追蹤劑分佈情形。圖八 a 顯示在中平流層水平梯度值大的地區水平擴散效應甚為明顯，尤其以冬半球最為顯著。比較冬半球與夏半球水平擴散係數（ $K_{yy}$ ）的分佈，可知冬半球水平擴散係數遠較夏半球來的大。而冬半球有較大的  $K_{yy}$  值，乃是因為平流層冬季有較大振幅行星尺度波動活動，而夏半球卻沒有此種情形存在之故。經過 360 天的積分後（見圖八 b），在赤道低平流層區域，已形成一顯著水平梯度區。此水平梯度區的形成可能是因為在低平流層，冬、夏半球的水平擴散速率有明顯水平梯度存在之故。並且，在此赤道區域，

$K_{yy}$  呈一極小值。因此要減小此一區域的水平梯度值要待以相當的時日。經過 1080 天時間積分後（圖八 c），在冬半球低平流層附近及夏半球中平流層附近，各形成一垂直梯度較大值區。此可能是由於在冬、夏半球  $K_{yy}$  及  $K_{zz}$  分佈不同的緣故。為了更清楚的解釋造成此垂直梯度區的原因，下面將使用模式控制方程來討論。

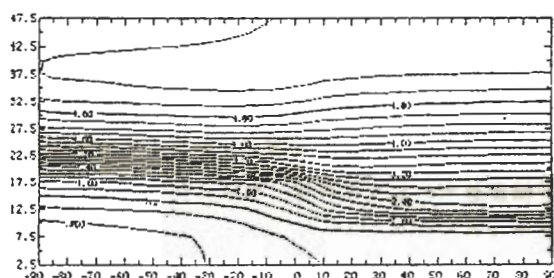
由模式控制方程得知，在考慮擴散傳送效應時



(a)



(b)



(c)

圖八 不同時間積分擴散傳送過程大氣追蹤劑分佈圖。(a) 30 天, (b) 360 天, 及 (c) 1080 天。

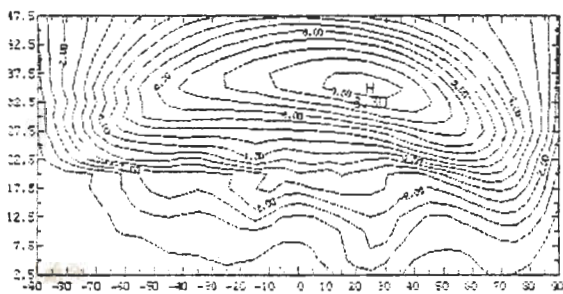
，水平擴散速率與垂直擴散速率不僅與追蹤劑的空間梯度分佈有關，並與擴散係數的空間分佈有密切的關係。尤其是在追蹤劑含量分佈變化很大的地區，若是擴散係數的空間分佈變化也大時，兩者相合其擴散速率將甚為快速。初始追蹤劑的分佈，基本上在冬半球低平流層都為正垂直梯度區（i.e.,  $\partial q / \partial z > 0$ ）。在中、高對流層有一  $K_{zz}$  極大值區，在中平流層則有一  $K_{zz}$  次極大值區。因此對低平流層而言， $K_{zz}$  為一相對極小值區。因此垂直擴散項在此區域的傳送效應，在中平流層為往下傳

送，而在高對流層為往上傳送。結果在低平流層區域產生一主要輻合區，使得追蹤劑垂直梯度增加。至於在此區域的追蹤劑其水平梯度甚小，乃是由於在低平流層水平擴散速率甚快之故。由以上的分析可知，擴散傳送效應基本上在消除追蹤劑初始場原有存在的空間梯度區。但經長時間積分後，在擴散速率較慢的區域（即  $K_{yy}$  及  $K_{zz}$  較小值區），將會形成物質累積的情形，造成較大梯度值的結果。

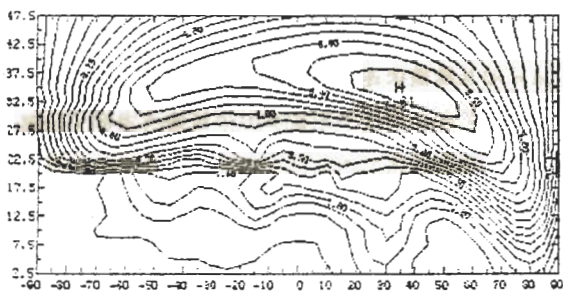
#### 4.2 平均環流傳送效應

由模式控制方程可知，當僅考慮平均環流傳送效應時，由追蹤劑的空間梯度分佈與剩餘平均環流的結構即可對追蹤劑隨時間的變化有一概略的預估。在低平流層，剩餘平均環流在夏半球為上升運動，冬半球為下降運動，因此有顯著由夏半球至冬半球的跨赤道流。配合追蹤劑的初始場分佈，我們可以預期在夏半球平流層中、高緯度地區，追蹤劑含量有減少趨勢；而冬半球平流層則有增多趨勢。夏半球中、高緯度平流層地區追蹤劑的減少量與極區上升速度的大小及追蹤劑垂直梯度值有關。而在冬半球將會有很明顯的低層大氣追蹤劑含量增高的趨勢。圖九為使用北半球冬季剩餘平均環流資料經 30 天，60 天及 90 天時間積分後，追蹤劑分佈情形。

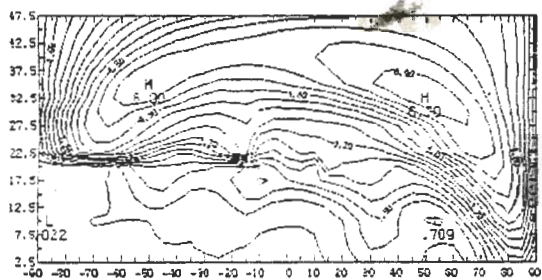
模擬的結果與預期的結果大部份相符。然而此模式在有些地區平均環流傳送過程的描述並不甚為正確。例如夏半球中平流層，中、高緯度區域，可能是由於平均環流計算的不甚恰當，而且網格點間距過份粗略之故，而造成明顯追蹤劑集中區。另外一方面，由於使用上游差分的數值方法計算平流項，此方法在處理平流項時雖然較穩定，但是卻具有很大的衰減效應，因此追蹤劑的極大值很快地被移出赤道區而且數值快速的減弱。另外值得一提的是，本二維傳送模式在描述平流層與對流層質量交換過程方面，相當有效率。尤其是在冬半球副熱帶地區（ $25^{\circ} \sim 35^{\circ}$ ）之間，有一明顯往下傳送的結果出現。此可能是冬季哈德雷胞下沉分量所造成的，但是傳送速率是否正確，須要進一步的驗證。



(a)



(b)



(c)

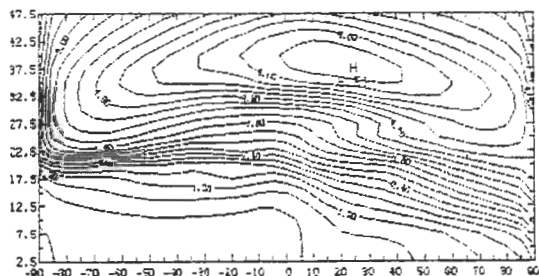
圖九 不同時間積分平流傳送過程大氣追蹤劑分佈圖。(a) 30 天, (b) 60 天, 及 (c) 90 天。

### 4.3 淨傳送效應

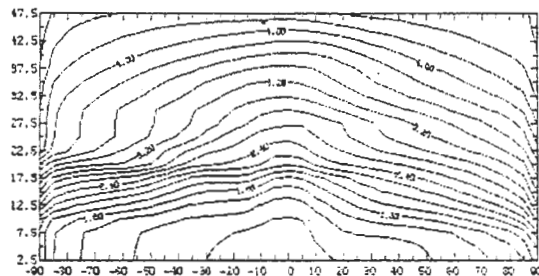
圖十所示為同時使用北半球冬季剩餘平均環流及渦流擴散係數資料，來計算大氣追蹤劑經過 90 天及 360 天長時間積分後被重新分佈的結果。比較圖十 a 與純平均環流傳送結果（圖九 c）。可以看到，基本上，渦流擴散過程在減低因平均環流平流傳送過程所造成的一些質點過於堆積或是質點過於鬆散的區域。例如在夏半球低平流層區（20 公里處），因垂直平流運動所形成的質點累積，在加

入擴散效應時，此種情形已見緩和。在冬半球高緯度地區，原本因中、高平流層旺盛下沉氣流影響，有明顯質點下傳的情形；然而，此時渦流效應基本上在平流層為往上擴散，因此加入渦流效應後，減緩了質點下降的趨勢。在中平流層，圖九 c，顯示由於強盛的夏半球至冬半球跨赤道氣流，使得原本位於赤道區的追蹤劑極大值，快速平移至冬半球緯度 50° 附近。但是在圖十 a 中，此極大值的位置雖有平移，但僅移至緯度 25° 附近，而且強度（極大值數值）亦較純平流過程時來得保守些。這些結果皆顯示剩餘平均環流的平流傳送過程，仍與淨渦流運動的擴散過程存有相互抵消的情形。至於圖十 b 所示，360 天積分後的結果顯示在對流層及低平流層，水平擴散的效應是愈來愈明顯，而中、高平流層追蹤劑的分佈已散失對初始場的回憶了。

在此要特別提出說明的是，在轉換尤拉平均座標下，淨傳送過程的數量級與剩餘平均環流及淨渦流傳送過程的數量級相同。此種情形與傳統尤拉平



(a)



(b)

圖十 不同時間積分擴散與平流傳送過程合併大氣追蹤劑分佈圖。(a) 90 天及 (b) 360 天。



均系統下，淨傳送過程為兩個數量級較大之傳送過程互相抵消後的結果不同 (Mahlman and Moxim, 1978; Hunt and Manabe, 1968; Cunnold et al., 1980; Holton, 1976; Duncker et al., 1981)。後者的情形在數值方法上，將無法避免兩大項相減變成一較小項所造成的巨大誤差，與天氣學上使用水平風場資料計算輻散/輻合值情形類似。

使用轉換尤拉系統下所描述的運動系統代替傳統尤拉系統下所描述的運動系統，來計算大氣質點傳送過程，不僅在數值方法上有其優點，在解釋空氣質點的運動軌跡及正確描述大氣質量傳送過程方面亦較具物理意義。因為在物理上，剩餘平均環流的結構，較接近實際空氣質點被大氣運動傳送的軌跡。渦流傳送過程在基本上是因為大氣擾動有瞬變效應及不保守效應（經由摩擦、輻射等消散過程）所引起，在本質上比較接近擴散過程，使得原本空間存有變化的分佈經由混合變得較均勻，其質點軌跡並不易確定。而平流過程基本上應代表了空氣質點沿氣流方向移動情形，平流過程一般有保守或甚至擴大其不均勻性的特徵。

在轉換尤拉系統，此兩種過程被“盡力”分開，使兩種不同物理特性的傳送過程得以分別探討。而在傳統尤拉系統下，渦流通量的表示方法中，包含了平均環流的蹤影。如此不但在計算結果的解釋將有困難，尤其是渦流運動甚為活躍時，平均環流的實際結構，及追蹤劑實際被傳送過程皆有被錯誤解釋的情形發生。

## 五、結論

本文主要在討論二維傳送模式的基本原理，模式結構，基本資料處理，及初步測試結果。本模式最大的特徵，即是不使用傳統尤拉緯向平均質量連續方程式，改採轉換尤拉緯向平均質量連續方程式，作為模式計算大氣質點經大氣運動，被重新分佈情形。使用轉換尤拉系統方程的好處，不但在數值方法上，將可以避免兩大項相減變成一較小項所造

成的不必要誤差之外，在解釋空氣質點正確運動的軌跡及正確地描述大氣環流質量的傳送過程，都較具物理意義。

模式模擬測試的結果顯示，在擴散傳送效應方面，擴散過程主要在消除追蹤劑初始場原有存在的空間梯度區；但長時間積分後，在擴散速率較慢的地區（如冬半球低平流層），將會形成物質累積的情形。在平均環流傳送效應方面，由於使用上游差分的數值方法，雖然較具穩定性，但是卻具有很大的衰減效應。因此追蹤劑的極大值很快地被移出赤道區而且數值快速的減弱。若將兩種過程合併在一起，結果顯示剩餘平均環流的平流傳送過程，仍與淨渦流運動的擴散過程存有相互抵消的情形。而

360 天積分後的結果，則顯示在對流層及低平流層，水平擴散的效應是愈來愈明顯，而中、高平流層追蹤劑的分佈已散失對初始場的記憶了。若將 Hidalgo and Crutzen (1977) 擴散係數的數值與其他論文如 Stordal et al., (1985); Ko et al., (1985); Solomon and Garcia (1984) 等的結果相比較，即可發現 Hidalgo and Crutzen (1977) 的  $K_{yy}$  及  $K_{zz}$  的數值皆較他人大上數倍，顯示他們的擴散速率有過快的情形，值得做進一步的探討。由以上的討論結果，可知平流項差分法在長時間計算之保守性的評估及渦流擴散係數數值的選取，仍待進一步的探討。

現今世界許多國家，正都積極從事建立二維全球傳送模式的研究。如美國有 Garcia and Solomon (1983), Holton (1981), Rood (1983), Ko et al., (1985), 及 Tung (1982) 等；在歐洲有意大利的 Pitari and Visconti (1985), 挪威的 Stordal et al., (1985), 瑞典的 Isaksen (1979), 及英國的 Pyle and Rogers (1980) 等；在日本有 Kida (1983)；在澳洲有 Enting and Mansbridge (1986) 等，建立此種模式的主要目的，正如第一節前言所談及的一方面了解大氣長生命期微量氣體，在長時間平均大氣運動影響之下，



被重新分佈的情形；另一方面可以進一步了解人類或自然界製造的污染物如何經由複雜的大氣化學過程，來改變長生命期微量氣體的分佈與含量，及對地球大氣氣候變化的可能影響。以長遠的眼光來看，後者的影響更是無比深遠。

現今我國自然科學界在這方面的研究非常有限。有關如何利用二維傳送模式進行長時間平均狀態下大氣運動重新分佈微量氣體的研究，本報告提供了一些初步測試的結果。然而須要改進的地方仍是很多，我們也正朝這個方向在走。至於如何利用此類二維傳送模式進行氣候系統變遷原因之探索的模擬，仍有待大家共同的努力。

## 誌 謝

本文作者感謝美國華盛頓大學孫紀裕博士所提供的相關資料，並感謝謝雅如小姐的中打及費心的校稿。本研究在國科會研究計畫 NSC75 - 0202 - M002 - 07 支持下完成。

## 附 錄

### 符號說明

a	地球半徑
i	$\equiv \sqrt{-1}$
j	y 方向網格點
$\hat{j}$	y 方向單位向量
k	z 方向網格點
$\hat{k}$	z 方向單位向量
p	壓力
$p_a$	參考面壓力 ( $\equiv 1000 \text{ mb}$ )
t	時間
$\Delta t$	時間間距
u	x 方向速度 (緯向速度)
v	y 方向速度 (經向速度)
$\bar{v}^*$	剩餘經向環流的水平速度
w	z 方向速度 (垂直速度)
$\bar{w}^*$	剩餘經向環流的垂直速度
x, y	分別為球面座標上的緯向和經向座標

$\Delta y$	y 方向網格間距
Z	$\equiv -H \ln (p/p_s)$ , $\log-p$ 系統的垂直座標
$\Delta Z$	z 方向網格間距
A	振幅
$A_n$	波數 n 的振幅實數部份
$B_n$	波數 n 的振幅虛數部份
F	任一變數
$\vec{F}$	大氣追蹤劑淨渦流傳送通量
$F_y$	y 方向大氣追蹤劑的渦流通量分量
$F_z$	z 方向大氣追蹤劑的渦流通量分量
H	大氣尺度高度 ( $\equiv 7$ 公里)
J	y 方向網格點總個數
$\vec{K}$	渦流擴散張量
$\underline{K}_a$	渦流擴散張量 $\vec{K}$ 的非對稱分量
$\underline{K}_s$	渦流擴散張量 $\vec{K}$ 的對稱量
$K_{yy}$	y 方向水平擴散係數
$K_{yz}$	非對角線上擴散係數
$K_{zz}$	z 方向垂直擴散係數
L	z 方向網格點總個數
N	資料個數
$\bar{Q}$	緯向平均非絕熱加熱率
S	大氣追蹤劑的源或匯
T	週期
w	$\equiv v \hat{j} + w \hat{k}$ , 經向剖面 (y-z 剖面) 的速度向量
$\theta$	位溫
$\bar{\theta}_y$	y 方向的緯向平均位溫梯度
$\bar{\theta}_z$	z 方向的緯向平均位溫梯度
$\rho$	大氣密度
$\phi$	緯度
$\pi$	圓周率
$\overline{(\quad)}$	$\equiv \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\quad) d\lambda$ , 代表 $(\quad)$ 的緯向平均
$(\quad)'$	$= (\quad) - \overline{(\quad)}$ , 代表緯向平均後的偏差量
$\frac{d(\quad)}{dt}$	$\equiv \frac{\partial}{\partial t} (\quad) + u \frac{\partial}{\partial x} (\quad) + v \frac{\partial}{\partial y} (\quad) +$

$$w \frac{\partial}{\partial z} ( )$$

## 參考文獻

- 周仲島與李淑貞, 1986: 渦流運動與季節平均緯向平均環流的診斷研究: E-P剖面圖的應用。大氣科學, 14, 33-52。
- 鄧秀明, 1987: 全球二維傳送模式研究。國立台灣大學大氣科學研究所, 碩士論文, 61頁。
- Andrews, D.G. and M.E. McIntyre, 1976: Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. J. Atmos. Sci., 33, 2031-2048.
- Brewer, A.W., 1949: Evidence for a world circulation provided by the measurements of the Helium and water vapor distribution in the stratosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 75, 351-363.
- Dobson, G.M.B., 1951: Origin and distribution of poly atomic molecules in the atmosphere. Proc. Roy. Soc. London, A236, 187-193.
- Dopplick, T., 1979: Radiative heating of the global atmosphere: corrigendum. J. Atmos. Sci., 36, 1812-1817.
- Dunkerton, T., 1978: On the mean meridional motions of the stratosphere and mesosphere. J. Atmos. Sci., 35, 2325-2333.
- Enting, I.G., and J.V. Mansbridge, 1986: Description of a two-dimensional atmospheric transport model. CSIRO, Division of Atmospheric Sciences, Australia. Techn. Pap. No. 11, 1-22.
- Garcia, R.R. and S. Solomon, 1983: A numerical model of the zonally averaged dynamical and chemical structure of the middle atmosphere. J. Geophys. Res., 88, 1379-1400.
- Green, J.S.A., 1970: Transfer properties of large-scale eddies and the general circulation of the atmosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 96, 157-185.
- Hidalgo, H., and P.J. Crutzen, 1977: The tropospheric and stratospheric composition perturbed by NOx emission of high-latitude aircraft. J. Geophys. Res., 82, 5833-5866.
- Holton, J.R., 1981: An advection model for two dimensional transport of stratospheric trace species. J. Geophys. Res., 86, 11989-11994.
- Hunt, B.G., and S. Manabe, 1968: Experiments with a stratospheric general circulation model. II Large-scale diffusion of tracers in the stratosphere. Mon. Wea. Rev., 96, 503-539.
- Isaksen, I.S.A., 1979: Transport and distribution of pollutants in the troposphere, in Proceedings on Long Range Transport of Pollutants and its Relation to General Circulation Including Stratospheric/Tropospheric Exchange Processes, World Meteorological Organization, Geneva.
- Jou, B.J., 1986: Planetary wave breaking and ozone transport in the middle stratosphere: A numerical study. Paper Meteor. Res., 8, 21-45.
- Kida, H., 1977: A numerical investigation of the atmospheric general circulation and stratospheric-tropospheric mass exchange. II Lagrangian motion of the atmosphere. J. Meteor. Soc. Japan, 55, 71-88.
- Kida, H., 1983: General circulation of air parcels and transport characteristics derived from a hemispheric GCM. I. A determination of advective mass flow in the lower stratosphere. J. Meteorol. Soc. Jpn., 61, 510-523.
- Ko, M.K.W., K.K. Tung, D.K. Weinstein, and N.D. Sze, 1985: A zonal-mean model of stratospheric tracer transport in isentropic coordinates: Numerical simulation for nitrous oxide and nitric acid. J. Geophys. Res., 90, 2313-2329.
- Kurihara, Y., 1968: Note on finite difference expressions for the hydrostatic relation and pressure gradient force. Mon. Wea. Rev., 96, 654-656.
- Mahlman, J.D., 1975: Some fundamental limitations of simplified-transport models as implied by results from a three-dimensional general circulation/tracer model. Proc. 4th. Conf. Climatic Impact Assessment Program, Dot-TSC-OS7-75-3B.
- Mahlman, J.D., and W.J. Moxim, 1978: Tracer simulation using a global general circulation model: Results from a midlatitude instantaneous source experiment. J. Atmos. Soc., 35, 1340-1374.
- Mahlman, J.D., H. Levy and W.J. Moxim, 1980: Three-dimensional tracer structure and behaviour simulated

- in two ozone precursor experiments. Atmos. Sci., 37, 655-685.
- Matsuno, T., 1980: Lagrangian motion of air parcels in the stratosphere: in the presence of planetary waves. Pure Appl. Geophys., 118, 189-216.
- Murgatroyd, R.J., and F. Singleton, 1961: Possible meridional circulations in the stratosphere and mesosphere. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 87, 125-135.
- Murgatroyd, R.J., 1969: The structure and dynamics of the stratosphere. The Global Circulation of the Atmosphere. G. A. Corby, Ed., London, Roy. Meteor. Soc., 159-195.
- Newell, R.E., Kidson, J.W. Vincent, D.G. and Doer, G. J., (1972/1974): The General Circulation of the tropical atmosphere and interactions with extratropic latitudes. Vols 1/2. The MIT Press, 258, 371 pages.
- Oort, A. H., and E.M. Rasmusson, 1971: Atmospheric circulation statistics. NOAA, Prof. Pap. 5, U.S. Dept. of Commerce, Washington D. C.
- Pitari, G., and G. Visconti, 1985: Two-dimensional tracer transport: Derivation of residual mean circulation and eddy transport tensor from a 3-D model data set. J. Geophys. Res., 90, 8019-8032.
- Pyle, J.A., and C.F. Rogers, 1980a: Stratospheric transport by stationary planetary waves—the importance of chemical processes. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 106, 421-446.
- Reed, R.J., and K.E. German, 1965: A contribution to the problem of stratospheric diffusion by large-scale mixing. Mon. Wea. Rev., 93, 313-321.
- Rood, R.B., 1987: Numerical advection algorithms and their role in the atmospheric transport and chemistry models. J. Geophys. Res., 25, 71-100.
- Stordal, F.I., S.A. Isaksen, and K. Hornrveth, 1985: A diabatic circulation two-dimensional model with photochemistry: Simulation of ozone and long-lived tracers with surface sources. J. Geophys. Res., 90, 5757-5776.
- Strobel, D.F., 1981: Parameterization of linear wave chemical transport in planetary atmosphere by eddy diffusion. J. Geophys. Res., 86, 9806-9810.
- Tung, K.K., 1982: On the two-dimensional transport of stratospheric trace gases in isentropic coordinates. J. Atmos. Sci., 39, 2330-2355.
- Vupputuri, R.K.R., 1979: The structure of the natural stratosphere and the impact of chlorofluoromethanes on the ozone layer investigated in a 2-D time dependent model. Pure Appl. Geophys., 117, 448-485.

A STUDY ON THE DISTRIBUTION OF LONG-LIVED ATMOSPHERIC TRACER  
BY USING A GLOBAL 2-D TRANSPORT MODEL

*Ben Jong-Dao Jou*      *Shiu-Ming Deng*

Department of Atmospheric Sciences,  
National Taiwan University

(manuscript received 11 September 1987, in final form 29 September 1987)

ABSTRACT

A 2-D transport model was constructed based on the Transformed Eulerian-Mean (TEM) mass continuity equation. The advantage of using TEM continuity equation, on the one hand, can avoid unnecessary numerical inaccuracy due to large cancellation between the wave and the mean circulation transports under traditional Eulerian-mean formulation; on the other hand, the mean circulation described by TEM system represents the true air particle trajectory on a meridional plane under certain restricted conditions. Furthermore, the net eddy transport effect can be described by a single term  $(\rho \cos \varphi)^{-1} \vec{\nabla} \cdot (\rho \cos \varphi \vec{F})$ , where  $\vec{F}$  consists of the correlations of eddy displacement vectors and can be parameterized by flux-gradient relationship.

Some preliminary results by using an Ozone-like tracer distribution as initial condition were discussed. It is shown that the eddy diffusion process was to diminish the initial space gradient of the tracer. In the area of low eddy diffusivity, however, large gradient could be formed after long time integration. This is especially true over the lower stratosphere area.

The advective processes of the mean circulation had no apparent effect in demolishing the initial tracer gradient. However, unexpected strong damping was found over the absolute maximum value area. This is possible due to the strong damping effect of the upstream difference scheme.

The combination effect of these two transport processes still results in some degree of cancellation. Nevertheless, the magnitudes are comparable. After 360 days integration, the diffusive process dominates the net transport. It is possible that the eddy diffusion has a faster rate than other similar studies.

Key words: Long-Lived tracer, 2-D transport model, diabatic mean circulation