

# 大氣環流評介

陳 泰 然

國立台灣大學大氣科學系

## 摘 要

本文主要目的在介紹近年來有關大氣環流研究（特別是觀測研究）結果，討論緯向平均（長期）之渦流及平均環流性質，解釋緯向平均經向環流之存在。比較長期緯向平均與時間平均在處理大氣環流所得結果之差異，並介紹中緯度不對稱現象時間平均噴流及其維持機制。最後並比較緯向平均之動能循環與時間平均之動能循環。

## 一、前 言

在過去二、三個世紀以來，曾有很多有價值的大氣環流問題研究論著，但截至目前為止，大氣環流諸多問題仍未完全解決，各種不同研究結果僅提供一些易於了解的定性結論。這種情形，無疑的使大氣環流問題一直是一個熱門的研究課題。回顧早期人們對大氣環流的觀念看法，可發現在十九世紀及二十世紀初大氣環流之理論學說「多如牛毛」，幾達一個學者一個學說的地步，真可謂衆“說”紛云，這種情形主要乃因當時所提之某些環流學說，僅為在沒有觀測資料的區域對環流的猜測（或粗略推論）而已。Lorenz（1983）將有關大氣環流的理論學說，按其盛行時期區分為四個階段。第一階段由 Hadley（1735）發表的著名論文開始（Concerning the cause of the general trade-winds）。第二階段由 Thomson（1857）及 Ferrel（1859）試圖調合 Hadley 之物理推論與新的觀測資料開始至二十世紀初。第三階段，由十九世紀～二十世紀初開始，至 Bjerknes（1948），Starr（1948）及 Priestley（1949）利用觀測資料，計算逐日角動量傳送證實 Jeffreys（1926）所提不對稱渦流傳送之重要

性為止。第四階段由 1950 年至現在。在任一階段對大氣環流的盛行看法，其產生過程並非隨意而無原因的。一般說來，當一個新理論學說或觀念形成之後，有一段時間不被重視或接受。當理論獲致相當普遍接受時，則又發現新的觀測結果與學說衝突矛盾。此時，觀測結果被忽視或被質疑，最後接受新觀測而排斥理論學說。

我們目前對於大氣環流的觀念看法，是否會因未來新觀測資料而被推翻呢？此點似難證明不會發生。目前我們對於大氣內水之三相所扮演的角色了解不夠，大氣環流的看法最後應包含水循環之熱力及輻射效應。此外，我們對於熱帶（水氣含量最多）與其他緯度間之相互關係亦不清楚，例如人造衛星經常觀測到有連續雲帶由熱帶太平洋向東北伸展至美國中部。Lorenz（1983）認為也許在二十世紀末，我們會突然發現第五階段已經開始。

本文主要目的在於評介現階段由緯向平均所得之平均環流與渦流性質，由時間平均所得之平均環流與渦流性質，以及緯向平均與時間平均之能量循環比較。首先介紹以下將使用之符號及名詞術語。大氣環流之運動場（ $u, v$ ）、溫度場（ $T$ ）、濕度場（ $q$ ）等，可對經度及時間求平均及差量。一般常用之運算符號為 Starr and White（1954

及 Lorenz (1967) 所採用者。以 “—” 表時間平均，“,” 表與時間平均值之差量，“[ ]” 表對經度平均（即緯向平均），“\*” 表與緯向平均之差量。以東西風分量  $u$ （即緯流）為例，

$$u = \bar{u} + v' \dots\dots\dots(1)$$

$$u = [\bar{u}] + u^* \dots\dots\dots(2)$$

$$u = \bar{u} + u' = [\bar{u}] + u^* + ([\bar{u}] + u^*)'$$

$$= [\bar{u}] + \bar{u}^* + [u] + u^* \dots\dots\dots(3)$$

$$= [\bar{u}] + u^* = [\bar{u} + u'] + (\bar{u} + u')^*$$

$$= [\bar{u}] + \bar{u}^* + [u'] + u'^* \dots\dots\dots(4)$$

顯然，—, , , [ ], \* 這些運算均可互換。(3) 式內各項名稱如下：

$[\bar{u}]$  : 時間平均或滯性緯向環流 (time averaged or standing zonal circulation)

$([\bar{v}])$  : 時間平均或滯性經向環流 : time averaged or standing meridional circulation )

$\bar{u}^*$  : 時間平均或滯性渦流 (time averaged or standing eddies )

$[u]'$  : 瞬變緯向環流 (transient zonal circulation )

$([v])'$  : 瞬變經向環流 : transient meridional circulation )

$u^*$  : 瞬變渦流 (transient eddies )

水平傳送過程一般以 Priestley (1949) 之分解方法計算，例如東西動量  $u$  之南北傳送，即

$$[\bar{u}v] = [\bar{u}][\bar{v}] + [\bar{u}^*v^*] + [\bar{u}'v'] \dots\dots\dots(5)$$

第一項表平均經向環流之貢獻，第二項表滯性渦流項，第三項表瞬變渦流項。

## 二、緯向平均（長期）之環流

目前由觀測所求得之（長期）緯向平均之環流，至少其主要現象已可在相當合理假定之控制方程組以數值方法求解來模擬。由這些數值解求得的統計與實際大氣觀測資料 (Lorenz, 1967; 1970; Starr, 1968; Newell et al., 1972;

1974) 求得的結果十分一致。以下將對觀測到的緯向平均之渦流及平均環流性質加以討論，並由傳送過程及平衡觀點來解釋平均經向環流之存在 (Lorenz; 1970; Wallace, 1978a,b)。

### (一) 渦流性質

平均而言，渦流由（軸）對稱環流獲得可用位能，並提供動能給對稱環流。確切而言，渦流傳送可感熱主要由溫度高之緯度區向溫度低之緯度區，以減小南北方向之溫度梯度；但渦流角動量傳送則由角速度較小之緯度向較大之緯度，如此加強原已較強之緯流。圖 1 為觀測的渦流動能波譜分佈，渦流總動能約等於大氣各處具有  $12 \text{ m s}^{-1}$  之平均風速。此圖為中緯度之渦流觀測合成，大尺度部份為由高層分析圖求取，中小尺度部份則由每 2 小時特別探空觀測及飛機報告求得。大部份動能集中在波長數千公里的渦流，如此，這種渦流即為斜壓不穩度存在時所預期的尺度。由垂直不穩度（靜力不穩度）導致的小尺度渦流較弱（動能含量少很多）。

圖 2 左圖為北半球平均之渦流可感熱向此傳送分佈。主要現象為極向傳送，最大值在低對流層，次大值在對流層頂附近，赤道區大部份大氣主要傳送為赤道向。

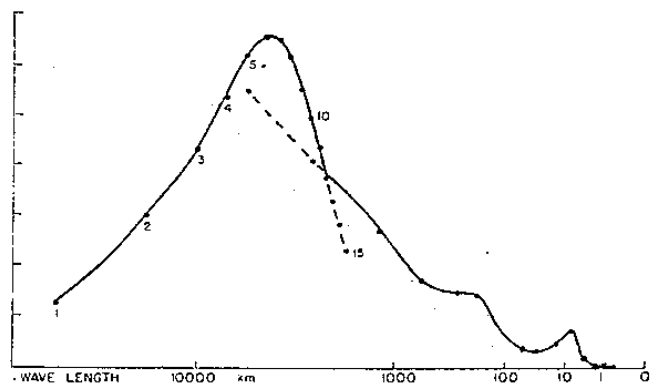


圖 1 中緯度渦流動能波譜。左側部份為 Wiin-Nielsen (1967) 研究結果，數字表繞極波數。右側部份為 Pinus, Shur and Vinnichenko (1967) 研究結果，黑點表觀測之波長。虛線為各別研究結果之外延。(Lorenz, 1969)。

圖 2 年平均向北渦流可感熱傳送(左)  
，單位為  $10^{14} \text{ W (100mb)}^{-1}$ ，  
及年平均之緯向平均溫度(右,  $^{\circ}\text{K}$ )  
( Starr, 1968 )。

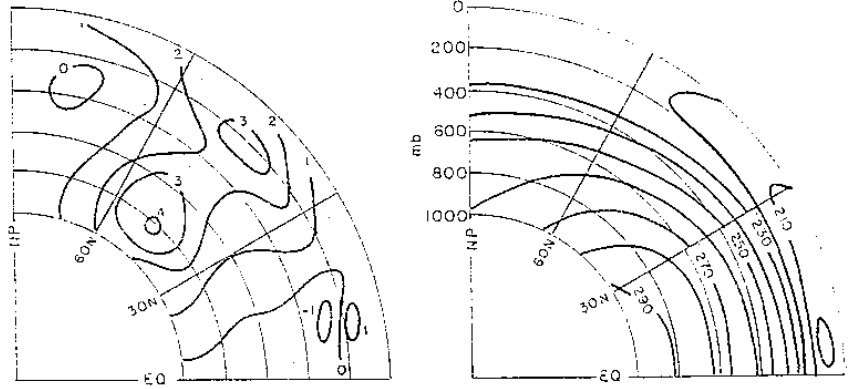


圖 3 年平均向北渦流角動量傳送(左)  
，單位為  $10^{25} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-2} (100\text{mb})^{-1}$ ，  
及年平均之緯向平均東西  
風分量(右,  $\text{m s}^{-1}$ ) ( Starr  
， 1968 )。

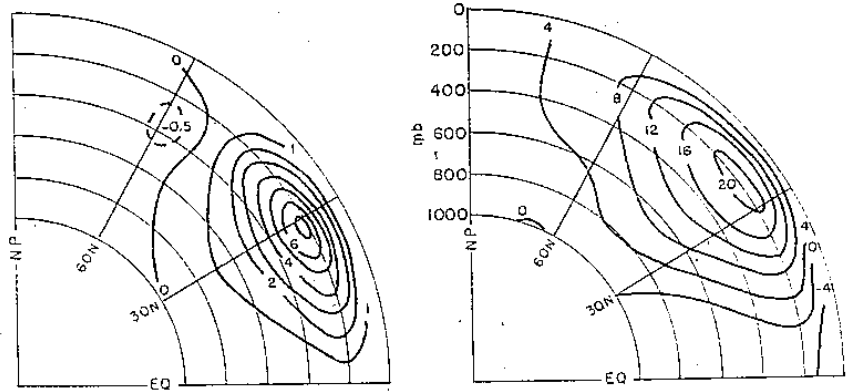


圖 4 年平均向北渦流水氣傳送(左)  
，單位為  $10^{10} \text{ gs}^{-1} (100\text{mb})^{-1}$   
，及年平均之緯向平均比溼(右  
，  $\text{g kg}^{-1}$ ) ( Peixoto and  
Crisi, 1965 )。

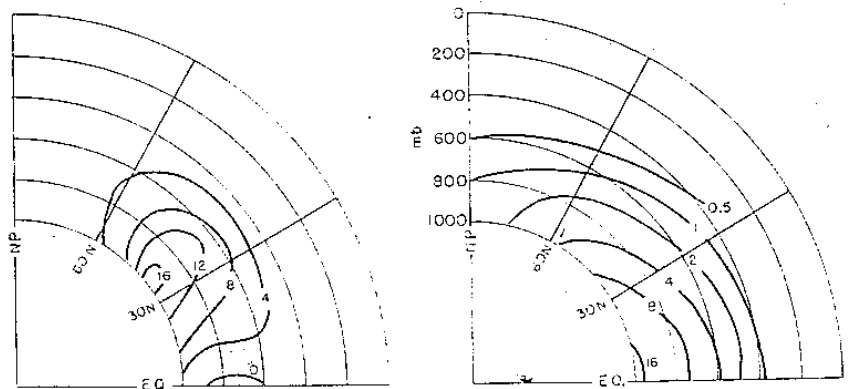


圖 3 左圖為北半球平均之渦流向北傳送角動量分佈。最顯著現象為對流層頂附近之最大值，約在  $30^{\circ}$  附近，較高緯度有較微弱的赤道向傳送。

圖 4 左圖為水氣之渦流傳送分佈，因為此傳送亦表示潛熱傳送，故在能量平衡裡與可感熱傳送之角色相似。

一般而言，上述渦流傳送分佈與 Lorenz ( 1967 ) 所引用較少資料之估計值相近；且南半球之傳送分佈在現有資料所作之估計，在定性上亦和北半球相同。這些水平傳送係由觀測風計算而非由平均圖而來，故應包含大部份尺度之貢獻，且主要

由大尺度渦流來完成。

垂直方向之傳送與水平方向傳送大為不同。垂直動能波譜很難計算，但並無跡象顯示動能必需集中在大尺度，例如：積雲內及之間的上升下降氣流比氣旋區域之平均上升下降運動大很多。目前由任何方法利用觀測資料求得的大尺度垂直運動場，可能仍未具足夠準確度以估計可靠的角動量，可感熱及水氣之垂直傳送。因此，即使我們已知小尺度垂直傳送之貢獻，亦不易將其與大尺度貢獻做比較。可是，我們很容易看出對流尺度環流可向上傳送大量能量及角動量。例如：Riehl and Malkus (

1958) 指出在赤道區內之全部垂直能量傳送可由  $1^\circ \times 1^\circ$  範圍內一個大積雨雲 (Cb) 來完成。Palmen and Newton (1969) 亦指出 Cb 及飆線可垂直傳送大量之角動量，唯考慮所有渦流之垂直角動量傳送時變得很小，雖然能量傳送仍然很大。

## (二) 緯向平均環流性質

若已知水平及垂直之角動量，可感熱及水氣傳送，應可求得緯向平均之風場、溫度場及水氣場分佈。圖 2, 3 為觀測之緯向平均溫度場及緯流風場，兩者間維持近似熱力風平衡。

由圖 2 可見，可感熱傳送方向主要為向低溫區，低平流層及熱帶例外，傳向高溫區，唯淨能量轉換為緯向可用位能轉換成渦流可用位能。圖 3 顯示，角動量傳送最大中心在最大向東氣流區之南，即在最大角速度之南。因此，反梯度傳送主宰，較順梯度傳送為大。如此，動能由渦流形式轉換成平均緯流形式。渦流能量循環與斜壓不穩氣流內初生擾動之能量循環定性上相似。

熱帶內渦流之能量循環則大為不同，渦流提供可用位能及動能給對稱環流。那麼渦流如何維持呢？當然熱帶大氣並非封閉系統，熱帶擾動不無可能由中緯擾動引發，但是，飆風及微弱擾動系統與中緯度環流間並無明顯關連，故它們之能量來源顯係由潛熱釋放。潛熱釋放主要發生在小尺度積雲對流裡，但如對流雲主要發生在渦流之較暖區域，即可產生大尺度渦流之可用位能。

圖 2 ~ 4 觀測之緯向平均風場，溫度場及濕度場即為滿足可感熱，角動量及水氣傳送需求之緯向平均環流，此點不能視為隱含著傳送過程完全是因，緯向平均完全是果。相反的，兩者之間相互影響，大氣僅僅是選擇一套緯向平均場及一套傳送過程，使兩者相互達到平衡需求而已。

另一方面，我們似可視角動量傳送為信風及中緯地面西風之原因而非結果。亦可視角動量傳送為經向環流之原因，而依序地平均經向環流為地面信風及中緯西風之原因，其理由如下：

(1) 信風及地面西風盛行之氣層，僅占大氣很小

部份之質量及動能，它們對角動量傳送的影响可能不大。高層西風應有較大影响，而高層西風只要有現存的南北溫度梯度，即使地面風有不同分佈，亦應有現存之強度。我們可猜測若要使渦流有赤道向角動量傳送，則必須大大改變高層風場以維持渦流之赤道向傳送。

(2) 僅需先知角動量傳送，即可求得十分合理之經向環流（下節討論）。已知角動量傳送主要在高層由低緯傳至中緯，但大氣角動量僅能透過地面效應（摩擦、山脈）在熱帶獲得，在中緯喪失。需有垂直傳送機制在熱帶上傳及中緯下傳，而渦流不能完成任務，故須由平均環流來完成垂直傳送，熱帶 Hadley 胞及中緯 Ferrel 胞可以滿足需求，兩者之間即為水平傳送最大所在緯度。

(3) 若經向環流不存在，則中緯累積角動量、低緯角動量不足，產生不平衡力將產生經向環流。

雖然經向環流所含動能很少，但其對整個環流影响却很大。Hadley 胞維持信風，且由低緯傳送可觀的可感熱，而其最大功能可能為赤道向之大量水氣傳送，在其上升支凝結（大部份在 ITCZ 內）產生赤道區之大量降水。潛熱釋放則增加上升空氣之浮力，使 Hadley 胞較乾空氣者為強。

## (三) 平均經向環流之存在

由角動量保守可求得緯向風  $u$  之局部變率方程。在忽略較小數量級項，例如：垂直速度項、球體座標效應項，時間平均及緯向平均之緯向風局部變化可寫成下式。

$$\frac{\partial \{\bar{u}\}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} \{ \{\bar{u}^* \bar{v}^*\} + \{\bar{u}' \bar{v}'\} \} + (f - \frac{\partial \{\bar{u}\}}{\partial y}) \{\bar{v}\} + F = 0 \quad \dots\dots\dots(6)$$

此處  $F$  表伴隨次網格尺度過程之單位質量緯向平均緯向力（摩擦力）。將假定  $F$  在行星邊界層內之作用永遠為減小緯流風速之絕對值，其他地方為零。但在熱帶高對流層可能例外， $F$  將用以代表“積雲摩擦（Cumulus friction）”效應。若第一項

以  $G$  表示，為渦流動量傳送輻合項，(6)可寫成：

$$\frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial t} = 0 = (f - \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial y}) \langle \bar{v} \rangle + G + F \dots \dots \dots (7)$$

$G$  之分佈可由觀測之  $\langle \bar{u} * \bar{v} * \rangle$  及  $\langle \bar{u}' \bar{v}' \rangle$  剖面分佈求得 (圖 3)，知最強極向傳送發生在噴流層  $30^\circ$  附近，在  $60^\circ$  則有較弱之赤道向傳送。因此，渦流通量項在噴流層附近，在中緯度為緯向動量源，在副熱帶緯度為滙，如圖 5 所示。 $G$  之最大值

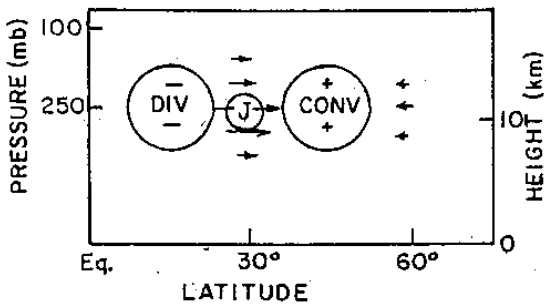


圖 5 箭頭表緯向動量之渦流通量， $J$  為噴流位置，圓圈區表(7)式內  $G$  項之正負值。

約  $5 \times 10^{-5} \text{ms}^{-2} \pm 25\%$  (或  $5 \text{ms}^{-1} \text{d}^{-1}$ ) (即冬季最大值，在圖內圓圈內)， $G$  值在低對流層至少比在噴流層最大值小一個數量級。

摩擦項  $F$  在信風帶即  $30^\circ$  以南應為正，以北中緯度西風帶則為負。若積雲摩擦重要，則在熱帶高對流層  $F$  應為緯向動量滙 (該區盛行西風)。 $F$  項分佈應如圖 6 所示。

由上述  $F$  及  $G$  之分佈及(7)式，可容易導出經向平均環流之符號及大略數值。為滿足(7)式之平衡，在  $30^\circ \sim 60^\circ$  間之噴流層為平衡渦流動量傳送輻合必須  $\langle \bar{v} \rangle < 0$ ，在邊界層內則必須  $\langle \bar{v} \rangle > 0$ ，以維持在摩擦消耗下之地面西風。同理，在赤道與  $30^\circ$  間在噴流層須有極向運動，邊界層應為赤道向運動，如圖 7 所示。由連續方程推論求得，在赤道帶為上升， $30^\circ$  附近為下沉， $60^\circ$  附近為上升。如此，由緯向動量平衡觀點，可證明 Hadley 及 Ferrel 胞之存在。

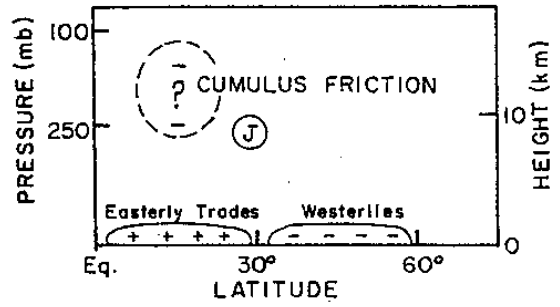


圖 6 (7)式內  $F$  項之分佈。

為估計平均經向環流強度，可利用觀測值在無摩擦情況下由下式求得，即

$$\langle \bar{v} \rangle = -G / (f - \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial y}) \dots \dots (8)$$

在噴流極向邊， $45^\circ$  之  $f \approx 10^{-4} \text{s}^{-1}$ ， $\frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial y} \approx -0.2 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ ，利用冬季最大值  $G \approx 5 \times 10^{-5} \text{ms}^{-2}$ ，求得 Ferrel 胞之上支  $\langle \bar{v} \rangle$  最大值  $\sim 0.4 \text{ms}^{-1} (\pm 25\%)$ 。在噴流赤道向邊，

$15 \sim 20^\circ$  之  $f \approx 0.5 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ ， $\frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial y} \approx 0.2 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ ，故(8)式分母約為中緯度值四分之一，若  $G$  亦為  $5 \times 10^{-5} \text{ms}^{-2}$ ，則  $\langle \bar{v} \rangle$  為  $1.5 \text{ms}^{-1}$ 。若積雲摩擦存在，則由(7)式知  $\langle \bar{v} \rangle$  將更大。利用(8)式及渦流角動量傳送之觀測值，

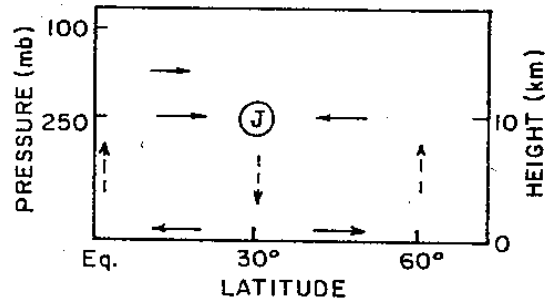


圖 7 由(7)式推論求得之  $\langle \bar{v} \rangle$  及  $\langle \bar{w} \rangle$  分佈。

求得之平均經向環流如圖 8 所示。

由熱力學第一定律可求得緯向平均溫度局部變率方程，在忽略較小數量級項後可寫成下式。

$$\frac{\partial \langle \bar{T} \rangle}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} \{ \langle \bar{v} * \bar{T} * \rangle + \langle \bar{v}' \bar{T}' \rangle \} - ( \frac{g}{C_p} + \frac{\partial \langle \bar{T} \rangle}{\partial z} ) \langle \bar{w} \rangle + Q = 0 \dots \dots \dots (9)$$

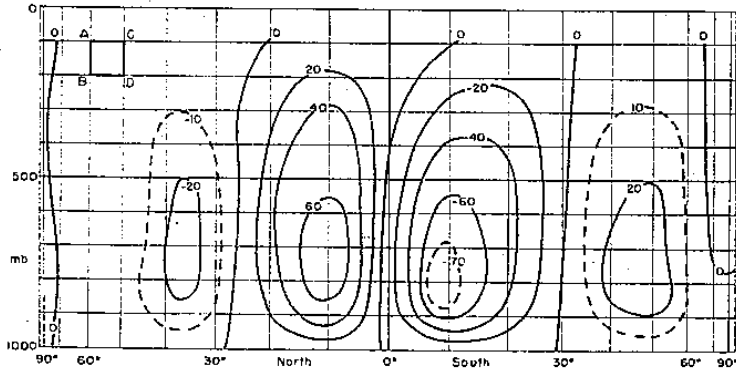


圖8 利用(8)式及渦流角動量傳送觀測值(G)所求得之平均經向環流,以氣流函數表示,單位為 $10^{12}gs^{-1}$ (Lorenz, 1967)。

式中第一項為渦流熱量通量輻合項,以P表示,第二項括號內為靜力穩度,可寫成

$$\frac{\partial \langle \bar{T} \rangle}{\partial t} = 0 = - (r_a - r) \langle \bar{w} \rangle + P + Q \dots\dots\dots(10)$$

P項類似(7)式之G項, Q為非絕熱加熱率之緯向及時間平均。(10)式及(7)式十分類似。

由圖2知渦流熱量通量最大值約在 $50^\circ$ , 最大值一在低對流層 $800 \sim 900mb$ 附近,一在低平流層約在 $200mb$ 附近,故P項在 $60^\circ$ 附近為熱源,在 $30^\circ$ 附近為熱匯,此種分佈可簡化如圖9。

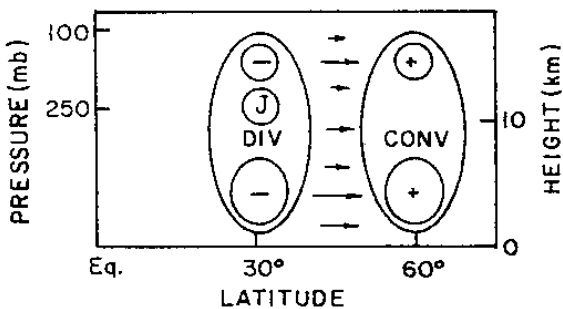


圖9 箭頭表渦流熱量通量分佈, J為噴流位置,正負值及圓圈大小表(10)式內P項正負大小。

非絕熱加熱項最重要者為潛熱釋放,在赤道區為最大正值,特別是在北半球冬季,在ITCZ, 印尼及巴西均有強烈降水。 $60^\circ$ 為次大值,在斜壓擾動頻繁區內。此種非絕熱加熱可由圖10表示。

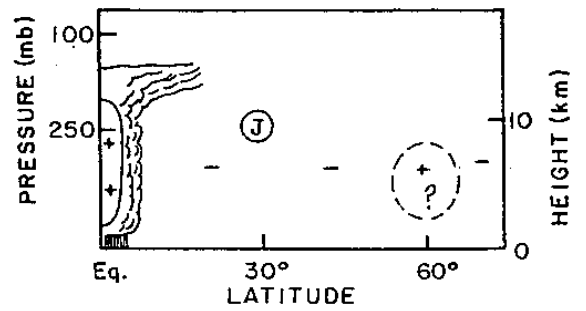


圖10 (10)式內Q項之分佈。

由(10)式解 $\langle \bar{w} \rangle$ 得

$$\langle \bar{w} \rangle = (P + Q) / (r_a - r) \dots\dots\dots(11)$$

因 $r_a > r$ (永遠如此),故 $\langle \bar{w} \rangle$ 在赤道區必為正,向上運動,以便平衡凝結潛熱釋放加熱。在 $30^\circ$ 向下運動以平衡渦流熱量通量輻散。在 $60^\circ$ 上升以平衡渦流熱量通量輻合及(可能)局部潛熱加熱。結果與上節由緯向動量平衡所推論者相同。故Hadley及Ferrel胞之存在亦可由熱量平衡論點求得。

由緯向動量及熱量平衡觀點的考慮,均獲得相同的平均經向環流,此點並非意外,因為緯向風與溫度場係由熱力風方程連接。因此,它們的改變率必相互耦合。例如緯向風不改變,則溫度場亦不改變,反之亦然。實際上,(7)式及(10)式之平衡方程加上熱力風方程及連續方程,配合上適當的邊界條件即可求解,求得平均經向運動 $\langle \bar{v} \rangle$ 及 $\langle \bar{u} \rangle$ , $\langle \bar{T} \rangle$ 之時間變率。此四個方程組可化簡成兩個方程,一為 $\langle \bar{v} \rangle$ 之診斷方程,另一為 $\partial \langle \bar{u} \rangle / \partial t$ 之預報方程(Holton, 1979),恰似準地轉系統之 $w$ 方程及傾向方程。

在大氣裡,平均經向環流所扮演的角色即在維持緯向風與溫度場間之熱力風平衡,此種作用不論(7)式及(10)式內之F, G, P, Q分佈如何皆然。例如, $45^\circ$ 之中對流層,渦流動量通量輻合在增加緯向風之垂直風切,而渦流熱量通量則在減少經向溫度梯度。因此,渦流之作用在使緯向風及溫度場偏離熱力風平衡。故在渦流存在的情況下,Ferrel胞為大氣內維持熱力風平衡的方法。Ferrel胞內之經向風分量,在噴流層產生東風加速,在低對流層

產生西風加速，以對抗渦流在增加緯向風垂直風切之趨勢。伴隨之垂直運動在  $30^\circ$  產生加熱， $60^\circ$  產生冷卻，以對抗渦流在減小經向溫度梯度之傾向。因此，似可認為 Ferrel 胞之存在乃因渦流而來。

同理，我們亦可推論，在低緯度需 Hadley 胞存在，以便維持風場與溫度場間之熱力風平衡。上述渦流通量分佈顯然導致兩者之不平衡，此則產生 Hadley 胞，在低緯度渦流作用在減小垂直風切並增大水平溫度梯度。可是在無渦流之大氣，若有某種垂直混合機制以移去高對流層之緯向動量及非絕熱加熱之經向梯度以維持溫度梯度，則 Hadley 胞仍可存在。

### 三、時間平均之環流

#### (一)時間平均之大氣環流研究

在過去 30~40 年大部份大氣環流研究，主要在緯向平均環流的探討，大部份的觀測及 GCM 結果亦以緯向平均之剖面圖表示，大部份大氣環流的問題亦均牽涉到緯向平均環流，其理由主要為

(1)緯向平均環流之平衡需求，存有較嚴格完美的公式。

(2)緯向平均環流裡有關波動與平均緯流交互作用的理論，較局部時間平均環流者先進。

(3)緯向對稱環流模式較經濟，較易診斷理解、詮釋、三維 GCM 較複雜較難。

(4)緯向平均環流之表示方法較簡明、易懂，所有興趣的現象均可用少數經向剖面圖以相當簡單分佈形式表示。

如果地球表面在緯向為均勻，則時間平均氣流將為緯向對稱環流，緯向平均環流足可描述大氣環流。但因地球表面存在海陸加熱對比，且有大尺度地形，提供緯向不對稱時間平均氣流之強烈強迫作用。同時，氣候動力研究之主要問題牽涉到局部氣候變化而非緯向平均氣候之變化，因此今後大氣環流研究視野必將擴大，以包含隨經度變化之現象。這種隨經度變化不對稱之時間平均運動，通常稱為滯性波，包含在長期平均圖上出現在地理上固定的

現象及季節反向之季風系統。

因上述理由，過去學者們較少對時間平均環流及其平衡需求進行研究，例如：Namias and Clapp (1956)，Saltzman (1962) 等。最近 10 年來這類研究則大量增加，例如：利用美國 NMC 每日兩次之綜觀尺度 11 個冬季之分析資料，Blackmon (1976) 求得 500 mb 重力位場方差 (variance) 分佈圖，並研究長波 (或行星尺度波動) ( $0 \leq \text{波數} \leq 6$ )，綜觀尺度波 ( $7 \leq \text{波數} \leq 12$ ) 及短波 ( $13 \leq \text{波數} \leq 18$ ) 三個波段之擾動性質。Blackmon et al. (1977) 又求取在 500 mb 之緯向動量之經向通量及 850 mb 熱量之經向通量分佈圖，並分析 low pass (週期 10—60 天) 及 band pass (週期 2—6.5 天) 之貢獻。Lau et al. (1978) 則分析 250 mb 緯向動量之經向通量，並解釋此通量進入“風暴路徑 (storm track)”之意義。Lau (1978) 並分析七個經向區域 (東亞、北美東部、太平洋、大西洋、北美西部、歐洲、中亞) 之緯向動量、熱量、重力位能及位渦度等之經向通量之經向剖面分佈。Lau (1979a) 進一步分析瞬變渦流性質，包括熱量及重力位垂直通量，瞬變渦流動能循環。並比較瞬變渦流生成區域與消散區之結構及能量。Lau (1979b) 診斷分析局部時間平均之渦度及熱量收支，並以剩餘項求取時間平均之垂直速度及非絕熱加熱場。Lau and Wallace (1979) 求取溫度、重力位、渦度、位渦度及緯向風等之水平瞬變渦流通量，並以非旋轉與非輻散通量表示這些通量場，以獲得相當清晰的動力解釋。Blackmon et al. (1979) 分析 1000 mb 高度、500 mb 高度與 1000~500 mb 厚度之間波動之方差比及相關係數，求取重力位高度波動之垂直結構及地理變化。Holopainen (1978) 則利用 1950—54 及 1958—62 年北半球高空風統計資料，研究局部時間平均之動量與渦度平衡。

#### (二)中緯度噴流

北半球最顯著的長期平均緯向不對稱現象為亞洲及北美噴流及其伴隨的風暴路徑 (最大渦流活動

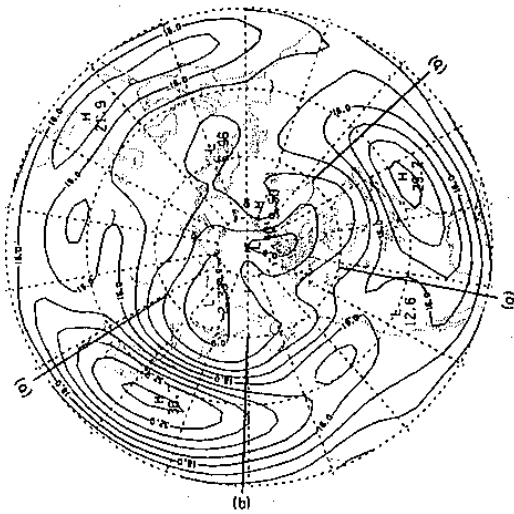


圖 11 Blackmon et al. (1977) 9 個冬季平均之 500mb 緯向風速 (每  $4\text{ms}^{-1}$  等值線) 及圖 12 內(a), (b)剖面位置。

中心, 位於平均噴流下游極向邊)。圖 11 為 500mb 緯流風速分佈 (Blackmon et al. 1977), 除西太平洋及西大西洋之兩個強烈噴流之外, 在北非及中東亦有一較弱噴流, 顯示噴流結構具有很大的緯向不對稱性。中緯之緯流風速最大與最小約差三倍。此種亞洲及北美噴流之存在可由熱力風平衡之反應加以理解。該區冬季具有強烈之經向溫度梯度, 主要乃因東南暖水與西北冷陸地之強烈對比。但對噴流之正確描述必須包含氣塊加速入噴流及減速出噴流的解釋。可利用時間平均之緯流動量方程來理解噴流內之動量收支。即

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = f(\bar{v} - \bar{v}_g) = f\bar{v}_e \dots\dots\dots(12)$$

顯見當氣塊進入噴流 (入區, 上游) 則需有向北非地轉風以提供向東加速。離開噴流 (出區, 下游) 則需有向南非地轉風以提供向東減速。Blackmon et al. (1977) 分析 9 個冬季之觀測資料, 發現此非地轉風垂直次環流在入區為熱力直接式, 在出區為間接式。噴流入區熱力直接環流之存在乃由以下三項觀測資料分析結果求得。

(1) 瞬變渦流通量在此經度並未產生西風加速, 故在此經度之噴流層須有向北非地轉風以解釋強烈加速。

(2) 此垂直次環流下支與東亞觀測到由西伯利亞高壓外流之低層赤道向非地轉氣流以及沿美國大平原坡度向南之低層非地轉氣流一致。

(3) 由於此經度區中對流層為合流風場, 水平溫度梯度向下游增加, 故須風向下游加速, 以滿足熱力風需求。

噴流出區熱力間接環流之存在, 乃基於以下五點觀測結果求得。

(1) 為了在此經度區維持強烈地面西風以對抗摩擦, 故須有強烈低層向極非地轉氣流。

(2) 須有強烈赤道向非地轉風, 以對抗在高對流層沿風暴路徑之西風動量渦流暈量輻合。

(3) 在冰島低壓與阿留申低壓之大尺度上升以及副熱帶海洋高壓之大尺度下降均與海洋上觀測之雲量與降水分佈一致。

(4) 噴流鄰近之赤道向氣流可解釋在此經度區之氣流減速。

(5) 在此經度區之低對流層強烈向極熱量通量, 應有導致熱力間接環流之趨勢。

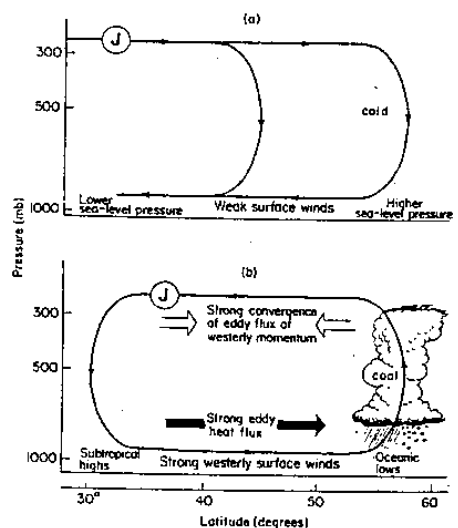


圖 12 噴流心上游 (入區, a) 及下游 (出區, b) 經向剖面之時間平均經向次環流 (實線) 及噴流 (J) 位置 (Blackmon et al., 1977)。

圖 12 為綜合上述觀測結果之非地轉垂直次環流示意圖。在入區為熱力直接式, 出區為熱力間接式。入區之  $v_e \sim 2-3\text{ms}^{-1}$  約為中緯 Ferrel 胞之 10 倍, 且環流方向相反。出區  $v_e$  較入區數值稍小亦較 Ferrel 胞強。如前所述, 此出區之間接胞



環流為平衡強烈極向渦流熱量通量及高對流層渦流動量通量輻合所必需。

### (三) 緯向動量平衡：緯向平均與時間平均

1948年 Starr 發表一篇大氣環流的重要文獻“An essay on the general circulation of the atmosphere”肯定了 Jeffreys (1926) 所提出大氣內渦流在維持觀測緯流之重要性的看法。Starr 並未用到任何方程，而定性推論，證明觀測的渦流結構可滿足平衡需求。他認為由 30°—赤道間之信風帶區向極傳送西風動量至中緯地面西風帶，是維持在有摩擦消散之下的觀測緯流分佈所必需，而證明了觀測的渦流結構可滿足此種平衡需求。他並未考慮由平均經向環流可能完成的西風動量經向傳送，此點後來受到 Palmen (1949) 及 Palmen, Riehl and Vuorela (1958) 之挑戰。但此點忽略並不嚴重，重要的是 Starr 對角動量平衡之詮釋至今仍然為大家所接受。

瞬變渦流之主宰性並非沒有受到挑戰，首先對 Starr 之環流看法質疑的是 Namias and Clapp，他們於 1949 年的論文裡試圖證明在亞洲及北美洲東岸之氣候平均噴流不是由瞬變渦流來維持，而是由在噴流層之恒定狀態跨越等壓線氣流來維持，在噴流入區由高壓流向低壓，出區由低壓流向高壓。因此，在入區及出區噴流層之時間平均氣流形式之維持乃由緯向動量方程之主要項之間的平衡而來，即

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + f(\bar{v} - \bar{v}_g) = 0 \dots \dots (13)$$

$x$  為平行於噴流之水平座標，假定為直線噴流。他們認為這些跨越等壓線氣流即為噴流垂直面上環流胞之上支。在噴流入區之環流胞為熱力直接式，噴流南側暖空氣上升，北側冷空氣下降。他們指出在氣候平均噴流裡，上升區在墨西哥灣流及黑潮之上，下降區則在大陸上之冷氣團內。在海洋上空之噴流出區則為熱力間接環流，噴流北側冷空氣上升，南側暖空氣下降，前者在半永久性冰島低壓及阿留申低壓之上，後者則發生在副熱帶海洋高壓之

上。

此種“合流理論”(Confluence theory) 沒有解釋為什麼有氣候平均噴流存在或為什麼每個冬季均在同一地區有相同現象。但是，其學說提供了噴流動量(或動能)平衡之動力一致性解釋，不必藉助瞬變渦流的動量傳送。

同年，Starr 的看法亦受到 Palmen 的質疑，Palmen (1949) 之綜觀分析支持 Namias and Clapp 論文之看法。他反對在角動量平衡裡平均經向環流沒有重要性的觀點，Starr (1949) 的答辯與 Palmen 之觀點針鋒相對，顯示了學者間觀念之重大差異，在氣象學術爭辯事件中，一般均認為 Palmen 與 Starr 間之學術論戰可能是最精彩的一次。學術觀點之差異主要在於 Starr 及其他部份學者認為時間及緯向平均環流為大尺度亂流渦流強迫作用之反應，而 Palmen, Riehl, Namias 及其他部份學者在尋求解釋時間平均環流的一般現象，認為是由時間平均之非絕熱加熱場及大尺度地形效應之恒定強迫作用的反應。

Palmen 最後接受了 Starr 有關在 30° 瞬變渦流主宰極向角動量傳送的想法。Starr 在論戰中贏得這一回合之理由並非因為平均經向環流不存在，而是因為這個緯度介乎熱帶 Hadley 胞與中緯 Ferrel 胞之間，故平均環流很小。在平均環流的部份，Starr 最後不得不同意平均經向環流在邊界層與噴流層間之垂直角動量傳送占絕對主宰的角色，且亦為緯流動能之主要源及匯。

在過去 30 多年來，我們已認識到瞬變渦流在滿足緯向及時間平均環流之平衡條件上占相當重要的角色，但瞬變渦流在維持局部時間平均環流之平衡需求上少有重要性。兩種平衡需求之區別可由緯向動量方程來討論。(13)式加入代表緯向動量之渦流(瞬變)通量輻合之兩個項及由平均(時間)之經向環流之緯向動量平流項，可寫成

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \underbrace{-\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x}}_{(A)} - \underbrace{\bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}}_{(B)} - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'^2}}_{(C)}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'} + f(\bar{v} - \bar{v}_s) \\
 & \quad \text{(D)} \qquad \qquad \text{(E)} \\
 & = 0 \dots\dots\dots(14)
 \end{aligned}$$

Blackmon et al. (1977) 及 Lau (1978) 證實(14)式內之瞬變渦流項 C, D, 比 A, E 項小三倍, 且與 A 項同號。因此, Namias and Clapp (1949) 所擬想的 A 項與 E 項平衡, 在描述局部緯向動量平衡是相當正確的。

現若沿緯度圈對(14)式作平均, 則得

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial [\bar{u}]}{\partial t} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} [\bar{u}^2] - [\bar{v}] \frac{\partial [\bar{u}]}{\partial y} \\
 & \quad \text{(A)} \qquad \qquad \text{(B1)} \\
 & - [\bar{v}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial y}] - \frac{\partial}{\partial x} [\bar{u}'^2] \\
 & \quad \text{(B2)} \qquad \qquad \text{(C)} \\
 & - \frac{\partial}{\partial y} [\overline{u'v'}] + f([\bar{v}] - [\bar{v}_s]) \\
 & \quad \text{(D)} \qquad \qquad \text{(E)} \\
 & = 0 \dots\dots\dots(15)
 \end{aligned}$$

(A), (C) 及  $[\bar{v}_s]$  均為零, B2 項可寫成

$$-\frac{\partial}{\partial y} [\bar{u}^* \bar{v}^*] + [\bar{u}^* \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y}]$$

式中第一項為由滯性渦流而來之緯向動量極向傳送通量輻合, 而第二項

$$[\bar{u}^* \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y}] = -[\bar{u}^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial x}] = -\frac{\partial}{\partial x} [\bar{u}^{*2}] =$$

0 (即假定時間平均風場為非輻散,

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}^*}{\partial y} = 0; \quad \text{若(14)式內保留垂直運動項, 則不需有此假設。)}$$

將上述簡化代入(15)式, B1 及 E 項合併, 得

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial [\bar{u}]}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial y} \{ [\bar{u}^* \bar{v}^*] + [\overline{u'v'}] \\
 & \quad + (f - \frac{\partial [\bar{u}]}{\partial y}) [\bar{v}] \} \\
 & = 0 \dots\dots\dots(16)
 \end{aligned}$$

可見在緯向平均緯向動量平衡觀點, 渦流傳送及平均經向環流具有相同的重要性。而在局部時間平均之平衡裡, 伴隨時間平均之非地轉風柯氏加速為維持平均緯向風之主要局部強迫機制。注意到(14)式及(16)式之基本不同在於緯向平均過程中

$-\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$  項被消去了。在局部平衡裡, 時間平均之對流層環流主要為在地理上固定的非絕熱加熱、摩擦及地形影響之強迫作用之反應, 渦流動量通量輻散僅占次要角色。但在緯向平均之環流裡, 渦流通量則占主要角色, 此主要乃因在不同經度之非地轉經向氣流有高度之相互抵消現象, 而導致僅足以平衡渦流通量效應之微弱平均經向環流。

#### 四、能量循環

以下利用動能平衡觀點來討論緯向平均及時間平均環流。若以 K 表動能, A 表可用位能, 再將兩者分解成緯向平均 Z, 及渦流 E 之分量, 並以 C 表不同形式能量之轉換(交換), G 表生成, D 表消散, 則能量儲存及過程間之循環可用圖 13 Lorenz 能量循環 (1955) 表示。

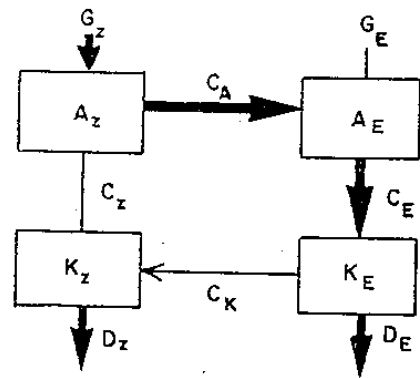


圖 13 緯向平均能量循環, 即 Lorenz energy cycle。

$C_z$  為平均經向環流導致之  $A_z$  與  $K_z$  間之轉換。Hadley 胞為熱力直接式, 暖空氣上升冷空氣下降, 有由高壓向低壓之跨越等壓線流。因此, 將可用位能轉變為動能。Ferrel 胞則為熱力間接式, 能量轉換方向相反。由觀測知 Hadley 胞強度為 Ferrel 胞四倍, 但 Ferrel 胞內溫度差異約為 Hadley 胞之四倍, 因此, 兩胞產生之能量轉換率大

小相近，不清楚何者較大。積分整個大氣則可發現  $C_A$  為四個能量轉換項中最小者，甚至連其方向都不易確定。

$C_A$  符號則很清楚，在北半球冬季環流裡，斜壓波及滯性行星波向極傳送大量熱量，順緯向平均溫度梯度傳送，減小緯向平均之南北溫度梯度 ( $A_Z$  儲存量) 以增加渦流溫度場 ( $A_E$  儲存量)。在斜壓波及季風環流之熱力直接環流主宰  $C_E$  項，將  $A_E$  轉換成  $K_E$ ，此  $C_E$  約與  $C_A$  同大小。

渦流動能 ( $K_E$ ) 部份經由摩擦消耗 ( $D_E$ )，部份 (可能一半) 則透過反梯度之緯向動量通量轉換成緯向平均氣流之動能 ( $K_Z$ )。由圖 14 可見此緯向動量通量在噴流層赤道向邊為反梯度傳送，在極向邊  $50^\circ$  處附近亦然。在這些區域之  $K_E \rightarrow K_Z$  轉換超過  $30^\circ - 50^\circ$  間之反向轉換  $K_Z \rightarrow K_E$ 。

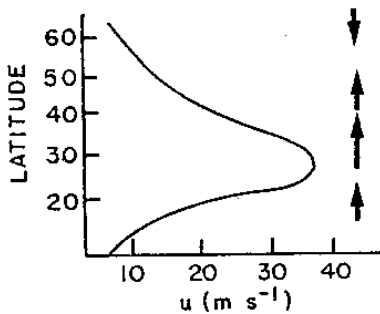


圖 14 冬季噴流層  $\langle \bar{u} \rangle$  之經向分佈與緯向動量之渦流通量 (箭頭) 間之關係。

由圖 13 表面上看來，似乎在全球動能平衡裡斜壓波扮演最主要的角色，因為所有大的能量轉換由瞬變渦流主宰且緯向平均氣流似由渦流維持，此種印象實為誤解。如上所述  $C_Z$  很小，乃因 Hadley 及 Ferrel 胞內能量轉換相互抵消。個別平均胞之能量轉換與斜壓波者大小大約相同。況且斜壓波提供一些動能給平均氣流並不表示斜壓波為造成緯向平均噴流之原因。實際上，若無渦流則噴流可能更強。此種矛盾之產生主要乃因斜壓波亦為造成 Ferrel 胞之原因，而 Ferrel 胞則在噴流層減小西風。

若我們不將能量分解至緯向平均 ( $Z$ ) 及渦流 ( $E$ )，而分解至氣候時間平均 ( $M$ ) 及瞬變渦流

( $T$ ) 分量，結果將大有不同，特別是轉換量，例如，Lau (1979 a) 觀測資料分析結果顯示， $A_M$  與  $K_M$  轉換之局部值比  $A_T$  與  $K_T$  間轉換 (組成斜壓波) 大 3 倍以上。Simmons et al. (1983) 在研究伴隨冬季緯向變化之氣候時間平均氣流正壓不穩定之正模數 (normal mode) 動能平衡裡，發現其能量循環如圖 15 所示。Lorenz 之緯向平

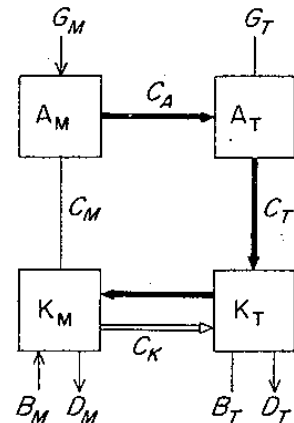


圖 15 大氣環流能量循環，能量分解至時間平均 ( $M$ ) 及瞬變 ( $T$ ) 分量。粗箭頭表伴隨斜壓不穩度之轉換，空箭頭表正壓不穩度之轉換，其餘符號見本文。

均動能循環，氣候平均之滯性波與瞬變渦流合併在渦流項內。在圖 15 內則  $M$  為伴隨氣候平均基本狀態之分量， $T$  為瞬變渦流分量。基本狀態由高低緯加熱差異及緯向加熱對比來維持，這些過程均包括在  $G_M$  項內。同時也由山脈之機械強迫作用  $B_M$  項來維持。正壓能量轉換空箭頭  $C_K$  對於發展的擾動係由左向右，即瞬變渦流由平均流吸取動能。相對應的斜壓不穩度能量轉換以及相繼的伴隨成熟及消散斜壓波之反梯度西風動量通量，由粗箭頭表示為  $C_A$ ， $C_T$ ， $C_K$ 。因此，對  $C_K$  之貢獻而言，正壓與斜壓不穩度之能量轉換過程彼此競爭，全球淨平均轉換為兩者剩餘項。若非兩者牽涉到不同頻率波段，也許不可能在觀測資料中將它們區分。斜壓不穩度通常伴隨之擾動週期短於一星期，正壓不穩度則伴隨較長之時間尺度。這種競爭過程之觀點顯然與 Lorenz 循環內斜壓不穩度占主宰角色之情況有別。正壓與斜壓不穩度過程之能量轉換相對重要性，可由最近一些資料分析研究獲得一些了解。

Lau et al. (1981) 對太平洋噴流出區之動能分析發現，消散斜壓波（高頻）及由氣候平均氣流吸取動能之低頻波動對 $C_K$  貢獻大約相等異號。雖然由斜壓不穩度產生之擾動顯然主宰整個能量循環，但重力位場由低頻貢獻主宰（Blackmon, 1976; Wallace and Blackmon, 1983），此點顯示大部份之瞬變渦流動能 $K_T$  及位能 $A_T$  乃伴隨正壓轉換 $C_K$  為主要能源之擾動。顯然伴隨正壓不穩度之低頻瞬變擾動能改變噴流之位置，因此影響斜壓波發展之風暴路徑位置。斜壓波則以複雜方式影響低頻瞬變渦流之時間演變，且低頻渦流又與地形交互作用而產生瞬變強迫項 $B_T$ ，雖然這些交互作用變得非常複雜，但在時間平均之大氣環流裡此兩不穩度機制確很明顯。

## 參考文獻

- Bjerknes, J., 1948: Practical application of H. Jeffreys' theory of the general circulation. Programme et Resume des Memoires, Reunion's d'Oslo, Association de Meteorologie, Union de Geodesie et Geophysique International, pp. 13-14.
- Blackmon, M.L., R.A. Madden, J.M. Wallace and D.S. Gutzler, 1979: Geographical variations in the vertical structure of geopotential height fluctuations. J. Atmos. Sci., **36**, 2450-2466.
- Blackmon, M.L., 1976: A climatological spectral study of the 500 mb geopotential height of the Northern Hemisphere. J. Atmos. Sci., **33**, 1607-1623.
- Blackmon, M.L., J.M. Wallace, N.C. Lau and S.L. Mullen, 1977: An observational study of the Northern Hemisphere winter-time circulation. J. Atmos. Sci., **34**, 1040-1053.
- Ferrel, W., 1859: The motions of fluids and solids relative to the Earth's surface. Math. Mon., **1**, 140-147, 210-216, 300-307, 366-372, 397-406.
- Hadley, G., 1735: Concerning the cause of the general trade-winds. Phil. Trans., **29**, 58-62.
- Holopainen, E.O., 1978: On the dynamic forcing of the long term mean flow by the large scale Reynolds stresses in the atmosphere. J. Atmos. Sci., **35**, 1596-1604.
- Holton, J.R., 1979: An introduction to dynamic meteorology. Academic Press. 2nd Ed., 391 pp.
- Jeffreys, H., 1926: On the dynamics of geostrophic winds. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **52**, 85-104.
- Lau, N.C., 1978: On the three-dimensional structure of the observed transient eddy statistics of the Northern Hemisphere wintertime circulation. J. Atmos. Sci., **35**, 1900-1923.
- Lau, N.C., H. Tennekes and J.M. Wallace, 1978: Maintenance of the momentum flux by the transient eddies in the upper troposphere. J. Atmos. Sci., **35**, 139-147.
- Lau, N.C., 1979a: The structure and energetics of transient disturbances in the Northern Hemisphere wintertime circulation. J. Atmos. Sci., **36**, 982-995.
- Lau, N.C., 1979b: The observed structure of tropospheric stationary waves and the local balances of vorticity and heat. J. Atmos. Sci., **36**, 996-1016.
- Lau, N.C., and J.M. Wallace, 1979: On the distribution of horizontal transports by transient eddies in the Northern Hemisphere wintertime circulation. J. Atmos. Sci., **36**, 1844-1861.
- Lau, N.C., G.H. White and R.L. Jenne, 1981: Circulation statistics for the extratropical Northern Hemisphere based on NMC analysis. NCAR Tech. Note 171-STR, 138 pp.
- Lorenz, E.N., 1955: Available potential energy and the maintenance of the general circulation. Tellus, **7**, 157-167.
- Lorenz, E.N., 1967: The nature and theory of the general circulation of the atmosphere. W.M.O., 161 pp.
- Lorenz, E.N., 1970: The nature of the global circulation of the atmosphere: a present view. The Global Circulation of the Atmosphere. Roy. Meteor. Soc., 3-23.
- Lorenz, E.N., 1983: A history of prevailing ideas about the general circulation of the atmosphere. Bull. Amer. Meteor. Soc., **64**, 730-734.
- Namias, J., and P.F. Clapp, 1949: Confluence theory of the high tropospheric jet-stream. J. Meteor., **6**, 330-336.
- Newell, R.E., J.W. Kidson, D.G. Vincent and G.J. Boer, 1972: The general circulation of the tropical atmosphere and interactions with extratropical latitudes. Vol. 1, The MIT Press, 258 pp.
- Newell, R.E., J.W. Kidson, D.G. Vincent and G.J. Boer, 1974: The general circulation of the tropical atmosphere and interactions with extratropical latitudes. Vol. 2, The MIT Press, 371 pp.

- Palmen, E., 1949: Meridional circulations and the transfer of angular momentum in the atmosphere. J. Meteor., 6, 429-430.
- Palmen, E., H. Riehl and L. Vuorela, 1958: On the mean meridional circulation and release of kinetic energy in the tropics. J. Meteor., 15, 271-277.
- Palmen, E., and C.W. Newton, 1969: Atmospheric circulation systems. Academic Press, 603 pp.
- Priestley, C.H.B., 1949: Heat transport and zonal stress between latitudes. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 75, 28-40.
- Riehl, H., and J.S. Malkus, 1958: On the heat balance in the equatorial trough zone. Geophysica, 6, 503-537.
- Saltzman, B., 1962: Empirical forcing functions for the large-scale mean disturbances in the atmosphere, Geophys. Pure Appl., 52, 173-188.
- Starr, V.P., 1948: An essay on the general circulation of the Earth's atmosphere. J. Meteor., 5, 39-43.
- Starr, V.P., 1968: Physics of negative viscosity phenomena, New York, McGraw-Hill, 256 pp.
- Starr, V.P., and R.M. White, 1954: Balance requirements of the general circulation. Geophys. Res. Pap., No. 35, 57 pp.
- Thomson, J., 1857: Grand currents of atmospheric circulation. British Association Meeting, Dublin.
- Wallace, J.M., 1978a: A historical introduction. The General Circulation: Theory, Modeling, and Observations. NCAR, 1-14.
- Wallace, J.M., 1978b: Maintenance of the zonally averaged circulation: A Eulerian perspective. The General Circulation: Theory, Modeling and Observations. NCAR, 15-24.
- Wallace, J.M., and M.L. Blackmon, 1983: Observations of low frequency atmospheric variability. Large-scale Dynamical Processes in the Atmosphere, B.J. Hoskins and R.P. Pearce, Eds., Academic Press.

## Review on the General Circulation of the Atmosphere

George Tai - Jen Chen

National Taiwan University

Department of Atmospheric Sciences

### ABSTRACT

The main purpose of this paper is to review the recent research results, especially the observational studies, of the general circulation of the atmosphere. The natures of the long-term zonally averaged mean circulations and eddies are discussed. The existence of the zonally averaged meridional mean circulation is interpreted. Results of the zonally averaged and time mean circulation statistics are compared. Furthermore, the midlatitude time mean longitudinally dependent jet stream and its maintaining mechanisms are discussed. Finally, a comparison between zonally averaged energy cycle and time mean energy cycle is made.

