

40—50 天的纬向基流低频振荡 及其失稳效应

张 可 苏

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

初步的资料分析表明,大气运动的 40—50 天的低频振荡不仅存在于热带对流层,而且也存在于中高纬对流层及平流层。在温度及高度场的功率谱中,40—50 天的振荡比双周振荡更为显著。

用球面二层模型对对流层冬季纬向振荡基流所作的稳定性分析表明,小扰动的增长随基流振荡而加强,经向温度梯度 40—50 天的振荡对波数 3—8 的波动能产生相当可观的失稳效应。对更长周期的基流振荡,增长率的频率响应出现“饱和”现象。

对平流层的分析表明,平流层定态纬向基流是动力稳定的,而纬向流的振荡分量及非纬向定态扰动则是两个可引起基流失稳的因子。

一、引 言

近十几年,40—50 天的大气低频振荡日益引起人们注意。Madden 和 Julian^[1-2]最先在热带风场和气压场中发现这种振荡,并将其与向北并向东传播的波数为 1 的热带扰动联系起来。Rosen 和 Salstein^[3]逐日计算 1976—1980 年 100hPa 以下的相对角动量,发现了在统计意义上显著的 40—50 天周期。Anderson 和 Rosen^[4]用交叉谱和振幅、位相特征向量法,分析了 100hPa 以下风场的纬度-高度二维结构,发现了自热带对流顶向下、向北传的这种低频扰动。

本文的分析包括两个方面:1. 对北半球 500hPa 及平流层 30hPa 的温度及高度时间序列进行功率谱分析,寻找可能存在的 40—50 天振荡。2. 根据实际低频振荡的振幅及经向结构,讨论基流的这种振荡对对流层及平流层环流稳定性的影响。

二、对流层和平流层中的低频振荡

利用美国 NMC 北半球 500hPa 温度资料,逐日计算 1962 年 12 月 1 日至 1963 年 2 月 28 日共 90 天沿 20—80°N 的纬向平均温度及其经向梯度,并分析这些时间序列的功

率谱。计算按以下步骤进行：取纬向格距 5 度，沿纬圈作 72 点平均，得到 $\bar{T}$ ，再取经向格距 $\Delta\theta = 5^\circ$ ，逐日计算 25—75°N 每相隔 10° 纬圈上 $\bar{T}$ 的经向梯度 $\bar{T}_\theta$ （此处 θ 表示纬度）。由此得到 6 个 90 天长的时间序列。根据随机资料处理中的极小平方法，在去掉资料段中的线性倾向并进行端点处理后，对每一时间序列进行功率谱分析，即得到该资料段所包括的各类振荡频谱。我们定义周期 40—50 天的振荡为低频振荡，周期 2—3 周的振荡为中频振荡。若以 500hPa 作为对流层自由大气的代表，则 25—75°N 纬圈平均经向温度梯度 $\bar{T}_\theta$ 的功率谱也代表了纬向热成风振荡的功率谱。

图 1a 是 1962—1963 年冬季 500hPa 45—85°N 间纬向平均温度差的变化曲线 (Sasamori, 1982)^[6]，直接观察表明，除了天气尺度周期外，显然还存在更长时间尺度的变化。图 1b、c 综合了中、低频振动的经向结构，除 65°N 处极大功率谱峰对应于 22.5 天的周期外，在其它纬圈上，功率谱均在 45 天周期处取极大。虽然低频振荡最先是在热带发现的，但文献[4]和本文的计算表明，它在中高纬也相当显著。目前尚不清楚它们是否有同一起源。

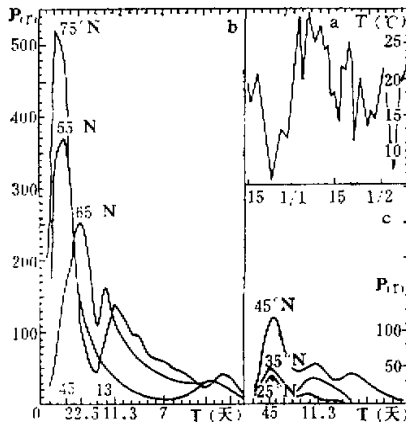


图 1a) 1962—1963 年冬季 500hPa 45—85°N 间纬向平均温度差的时间变化 (Sasamori, 1982)。b) 55—75°N $\bar{T}_\theta$ 的功率谱 $P(T)$ ，横坐标代表周期，纵坐标的单位是(度²)。c) 25—45°N $\bar{T}_\theta$ 的功率谱 $P(T)$ 。

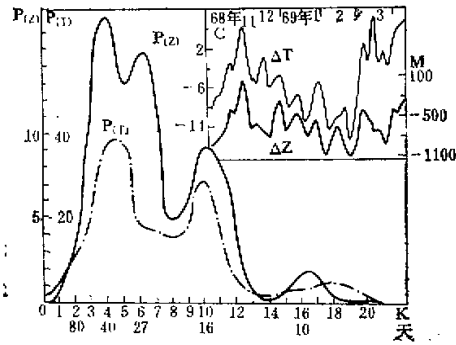


图 2 右上角是 1968 年 11 月—1969 年 4 月 10 日 30hPa 80—40°N 的温度差 ΔT 及高度差 ΔZ 的时间变化曲线 (Van Loon 等, 1975)。 $P(T)$ 及 $P(Z)$ 两条曲线代表相应的功率谱(单位: 度², 米²)。 K 是频域空间波数。 $K = 3, 4, 6, 10$ 相当于周期 $T = 54, 40, 27, 16$ 天。

除对流层中有明显的低频振荡分量外，在行星波活跃的冬季平流层，中、低频振荡也有所反映。图 2 右上角是 1968 年 11 月至 1969 年 4 月 30hPa 高纬与中纬的温度差 ΔT 及高度差 ΔZ 的时间变化曲线^[6]，通过计算机模数转换，分别得到样本为 160 天的时间序列，再经过去掉线性倾向及资料端点处理的例行手续后，得到它们在频域空间的功率谱 $P(T)$ 和 $P(Z)$ 。高度差的功率谱有 40、27 及 16 天三个峰值周期，温度差有 40 和 16 天两个主要周期。这意味着从对流层上传的行星波能量也可能有中频和低频两种振荡。平流层和对流层均存在低频振荡这一事实，说明行星波可能是低频振荡的重要成员。实际上，天气尺度波和行星尺度波均可向北输送热量，它们也许对斜压调整中出现的中频和低频

振荡起重要作用。本文将只涉及低频振荡的事实及其对纬向环流的失稳效应, 振荡机制另文讨论。

三、振荡基流稳定性问题的提法

传统的大尺度运动稳定性理论处理定常纬向平均流对准地转扰动的稳定性。实际的环流既非定常, 也非纬向对称。Lorenz^[7] 最先讨论了正压 Rossby 波的稳定性, 此后有一系列文章讨论波状定常基本流及 β -平面内均匀振荡基流的稳定性^[8,10], 本文则用球面大气模型, 分析对流层及平流层观测到的低频振荡纬向基流的稳定性。 β -平面内均匀振荡基流的分析表明, 平均流的振荡只影响移动相速, 热成风振荡才影响扰动增长率^[5]。因此, 在以下球面二层模型的计算中, 将只考虑热成风振荡的动力效应。基流的定态和振荡部分, 采用实际观测值。

按 Matsuno^[9] 关于球面准地转模型中能量守恒的考虑, 在行星涡度平流中引入非地转风效应, 则准地转球面二层模式的平均位势扰动方程和厚度扰动方程可写为:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{U}{ac} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) \mathcal{L}(\phi) + \frac{U_T}{ac} \mathcal{L}(\tau_1) + \frac{2Q}{s^2} \phi_1 - \frac{1}{cs^2} \left\{ \left[\frac{(Uc)_\theta}{ac} \right]_\theta \phi_1 + \left[\frac{(U_T c)_\theta}{ac} \right]_\theta \tau_1 \right\} = 0 \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{U}{ac} \frac{\partial}{\partial \lambda}\right) (\mathcal{L} - \alpha)\tau + \frac{U_T}{ac} (\mathcal{L} + \alpha)\phi_1 + \frac{2Q}{s^2} \tau_1 - \frac{1}{cs^2} \left\{ \left[\frac{(Uc)_\theta}{ac} \right]_\theta \tau_1 + \left[\frac{(U_T c)_\theta}{ac} \right]_\theta \phi_1 \right\} = 0 \quad (2)$$

其中 λ, θ 分别代表经纬度, $s \equiv \sin \theta, c \equiv \cos \theta, (U, U_T) = \frac{1}{2} (U_1 \pm U_3), (\phi, \tau) = \frac{1}{2} (\phi_1 \pm \phi_3), U_1, U_3$ 及 ϕ_1, ϕ_3 分别为 250hPa 及 750hPa 上的纬向平均风及扰动位势。

$\alpha \equiv 2Q^2 a^2 / S \Delta P$ 是一个描写层结稳定性的无因次参数, 其中 $\Delta P = 250\text{hPa}$, a 为地球半径, Q 是地球旋转角速度, $S \equiv -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \ln \bar{\theta}}{\partial P}$, $\bar{\theta}, \bar{\rho}$ 是定态基本场的位温和密度, 它们只是

高度的函数。算子 $\mathcal{L} \equiv \frac{1}{s^2 c^2} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{c}{s^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \right)$ 。取时间、距离、水平速度和扰动位

势的特征尺度分别为 Q^{-1}, a, Qa 及 $Q^2 a^2$, 则方程 (1) 和 (2) 可以无因次化后再求解。由

于 $U = -\bar{\phi}_\theta / 2aQs, U_T = -\bar{\tau}_\theta / 2aQs, \bar{\tau}_\theta = \frac{R}{2} \bar{T}_\theta$, 所以厚度的经向梯度 $\bar{\tau}_\theta$ 可以用 500

hPa 温度经向梯度表示。这里的“ $\sim$ ”代表基本场, 设基本场是一个时间的谐振函数

$$\bar{\phi}_\theta = A_0(\theta) + A(\theta)e^{i\nu t} + \tilde{A}(\theta)e^{-i\nu t} = A_0(\theta) + 2|A| \cos(\nu t + \delta_A) \quad (3)$$

$$\bar{\tau}_\theta = B_0(\theta) + B(\theta)e^{i\nu t} + \tilde{B}(\theta)e^{-i\nu t} = B_0(\theta) + 2|B| \cos(\nu t + \delta_B) \quad (4)$$

此处, ν 为基流振荡频率, “ $\sim$ ”表共轭量, $| \cdot |$ 表绝对值, δ 代表相角, 则对任一波数为 m 的扰动, 方程 (1)、(2) 可有频率扰动形态的谱级数解

$$\begin{pmatrix} \phi \\ \tau \end{pmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} \phi_n \\ \tau_n \end{pmatrix} = \text{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} X_n \\ Y_n \end{pmatrix} e^{i[m\lambda - (\sigma - n\tau)t]} \quad (5)$$

Tung^[10]曾讨论过具周期性变系数的常微分方程级数解的收敛性条件。如果由方程导出 ϕ_{n-1} 、 ϕ_n 和 ϕ_{n+1} 之间的线性递推关系,则当 n 很大时,比率 $\gamma_n = |\phi_{n+1}|/|\phi_n| < 1$ 有慢收敛, $\gamma_n \rightarrow 0$ 有快收敛, $\gamma_n > 1$ 得到有界慢发散系列。斜压振荡气流的稳定性问题包括联立的微分方程组, Sasamori^[9]将 β -平面内的问题归结为向量的线性递归关系,并用数值方法证明三波截断 ($n = 0, \pm 1$) 并不严重影响发展最快的特征解。由于计算机内存的限制,本文只讨论球面上的三波模型 ($n = -1, 0, +1$) 而不再作高阶模的计算。

定义 $\nu_n = \sigma - n\tau$, 则(5)式中的 (X_n, Y_n) 是属于特征值 ν_n 的特征函数。对于波数 m 的第 n 个特征解,由(1)和(2)式导出的控制方程为:

$$\begin{aligned} -\nu_n \mathcal{L}_m(X_n) = & \frac{1}{2sc} [A_0 \mathcal{L}_m(X_n) + B_0 \mathcal{L}_m(Y_n) + A \mathcal{L}_m(X_{n-1}) \\ & + B \mathcal{L}_m(Y_{n-1}) + \tilde{A} \mathcal{L}_m(X_{n+1}) + \tilde{B} \mathcal{L}_m(Y_{n+1})] \\ & - [P(A_0)X_n + P(B_0)Y_n + P(A)X_{n-1} + P(B)Y_{n-1} \\ & + P(\tilde{A})X_{n+1} + P(\tilde{B})Y_{n+1}] - \frac{2}{s^2} X_n \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} -\nu_n (\mathcal{L}_m - \alpha) Y_n = & \frac{1}{2sc} [A_0 (\mathcal{L}_m - \alpha) Y_n + B_0 (\mathcal{L}_m + \alpha) X_n \\ & + A (\mathcal{L}_m - \alpha) Y_{n-1} + B (\mathcal{L}_m + \alpha) X_{n-1} \\ & + \tilde{A} (\mathcal{L}_m - \alpha) Y_{n+1} + \tilde{B} (\mathcal{L}_m + \alpha) X_{n+1}] \\ & - [P(A_0)Y_n + P(B_0)X_n + P(A)Y_{n-1} + P(B)X_{n-1} \\ & + P(\tilde{A})Y_{n+1} + P(\tilde{B})X_{n+1}] - \frac{2}{s^2} Y_n \end{aligned} \quad (7)$$

方程(6)和(7)已经无因次化,其中算子

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_m & \equiv \frac{1}{s^2} \left[\frac{d^2}{d\theta^2} + C_1 \frac{d}{d\theta} + C_2 \right] \\ P & \equiv \frac{1}{2s^3c} \left[\frac{d^2}{d\theta^2} + C_1 \frac{d}{d\theta} + C_3 \right] \end{aligned}$$

系数

$$C_1 = -\frac{1+s^2}{sc} \quad C_2 = -\frac{m^2}{c^2} \quad C_3 = \frac{2c^2-s^2}{s^2c^2}$$

方程(6)和(7)确定了 $n-1$ 、 n 和 $n+1$ 模态之间的递归关系。为了求出特征值和特征函数,进一步将算子 $\mathcal{L}_m$ 和 P 在 θ 方向离散化,取 $\Delta\theta$ 为 10° 和 5° , 计算域 15°N — 75°N , 侧边界 5°N 和 85°N 处扰动为零。低纬准地转位势趋于零是与东风带对长波的吸收及 $f \rightarrow 0$ 一致的。取 $n = 0, \pm 1$ 三波截断,解(6)式和(7)式所构成的广义矩阵方程,所得特征解的性质将依赖于参数 m 、 n 、 α 、 A_0 、 B_0 、 A 及 B 。与 A_0 、 B_0 有关的部分代表定态基流的影响,而与 A 、 B 及其共轭量有关的部分代表基流振荡部分的影响。

四、振荡型对流层冬季环流的稳定性

对流层冬季环流, 方程 (6) 和 (7) 中的定态参数 A_0 、 B_0 和 α 由一月气候平均值决定 (图 3a)^[11], 热成风振荡部分则由 1962—1963 年冬季 500hPa 经向温度梯度 $\bar{T}_\theta$ 的时间序列决定 (图 1)。计算 α 时取 $\frac{\partial \bar{T}}{\partial z}$ 为 $-6.5^\circ\text{C}/\text{公里}$, 并用简单的参数法考虑了凝结加

热^[12]。以定态基流的不稳定谱作为检验基流振荡效应的基础, 其增长率如图 3b 中 $B = 0$ 的曲线所示。值得注意的是, 斜压稳定性对差分模型的垂直分辨率十分敏感, 采用简单的球面二层模型, 只是为了方便对基流振荡效应的讨论。计算表明, 经向分辨率 $\Delta\theta$ 对行星尺度的增长率影响不大, 但 $\Delta\theta = 5^\circ$ 比 $\Delta\theta = 10^\circ$ 给出较为细致的经向结构。图 4 给出一月气候平均定态基流中 fastest 增长模态的振幅和位相。超长波 $m = 1$ 和 3 在经向有两个振幅极大值, 它们在中纬度的极小区恰好对应天气尺度 $m = 5$ 的最大振幅区。相角 θ 在图中箭头所示处达到极小, 这有利于扰动动量在该

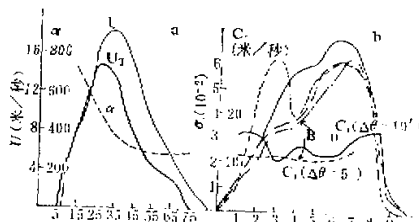


图 3 a) 一月气候平均基流中的 U 、 U_r 和 α , 横坐标是纬度。
b) 一月气候平均基流加上热成风的 45 天谱波振荡分量后得到的不稳定谱, 横坐标为波数 m , 增长率 σ_f 以 f 为单位, θ 是赤道处的相角。

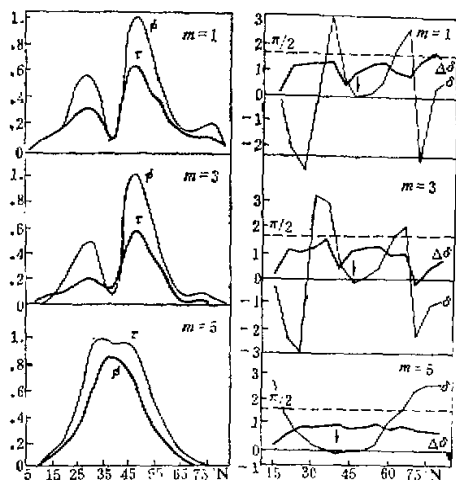


图 4 一月气候平均定态基流中的特征扰动左为振幅, 右为位相 (以 2π 为周期), 横坐标是纬度。 ϕ 的相角 $\theta < 0$ 表示向西倾, $\Delta\theta$ 是 τ 超前 ϕ 的位相差。相角以弧度为单位, 振幅函数已归一化。计算中取 $\Delta\theta = 5^\circ$ 。

的模态比定态基流中的扰动有更大的增长率。

处集中并导致西风加速。由 $\Delta\theta$ 的分布可知, 发展型扰动的厚度波在整个区间上均超前位势波 $0 - \frac{\pi}{2}$, 因此, 在 $\bar{T}_\theta < 0$ 的基流中, 扰动可从中纬取得扰动位能并向南北方向传播开去。

现在考虑温度场有如下低频振荡的情况:

$$\bar{T} = \bar{T}_0(\theta) + \bar{T}(\theta) \cos \nu t \quad (8)$$

其中 $\bar{T}$ 和 ν 分别代表振幅和频率。由于在二层模式中 $\bar{T}_\theta = \frac{R}{2} \bar{T}_\theta$, 因此可由 $\bar{T}$ 确定 (4) 式中 B 的大小。直接由图 1a 估计, 45—75°N 间温差振荡的最大振幅 ΔT 约为 10°C , 由此直接算得该区间内的平均 $\bar{T}_\theta$, 在 45°N 以南 $\bar{T}_\theta$ 线性递减至零。这种振荡引起的失稳效应, 如图 3b 所示, 在 $m = 2-6$ 波段上, $n = 0$ 和 -1

图5进一步给出扰动增长率对基流振荡的振幅、周期及经向分布的响应。仍以一月气候平均作为基流的定态部分,总经向温差振荡的振幅 ΔT 及其经向结构取为: a) $\Delta T = 10^\circ\text{C}$, 集中分布在 $35-75^\circ\text{N}$ 间,取 30°N 以南的温度振荡为零; b) $\Delta T = 10^\circ\text{C}$, 均匀分布在 $0-90^\circ\text{N}$ 间; c) $\Delta T = 5^\circ\text{C}$, 均匀分布在 $0-90^\circ\text{N}$ 间。结果表明,对于同样大小的 ΔT ,集中分布和均匀分布给出非常不同的结果。由图5可知,在 ΔT 经向均匀分布的情况下, $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ 几乎不起作用。

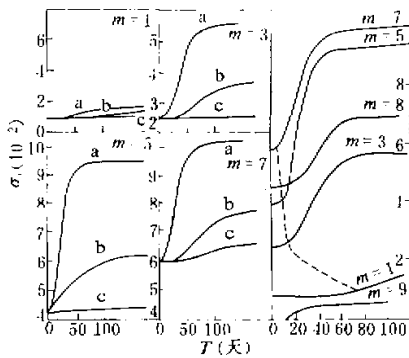


图5 扰动增长率 σ_i 对基流振荡振幅、周期及振幅经向结构的响应

横坐标 T 代表基流振荡周期, m 代表波数, a, b, c 表示三种不同的振荡结构。a: $\Delta T = 10^\circ\text{C}$, 集中分布在 $35-75^\circ\text{N}$; b: $\Delta T = 10^\circ\text{C}$, 均匀分布在 $0-90^\circ\text{N}$; c: $\Delta T = 5^\circ\text{C}$, 分布同b。右图综合各波数的计算结果。基流振荡的经向结构同a。虚线标注 $\sigma_i - T$ 响应曲线的起始有效周期。

$\Delta T = 10^\circ\text{C}$ 时 σ_i 开始增加(为了方便比较,定态基流的扰动增长率点在周期 $T = 0$ 处)。当 ΔT 集中于 $35-75^\circ\text{N}$ 时, σ_i 随基流振荡周期的增加显著上升。注意 σ_i 对 T 的响应有“饱和”特征,且低频振荡较高频振荡失稳效应显著。对天气尺度的波动 $m = 5$ 和 7 , $T > 50$ 天后, σ_i 曲线即达饱和。对行星尺度波动 $m = 1$,基流振荡影响甚微,且 σ_i 在 $T > 100$ 天后饱和。除 $m = 1$ 外, σ_i 对 T 最敏感的区间落在 $T = 10-50$ 天内。因此,选择周期为 $40-50$ 天的低频振荡作为研究对象,除了它在大气

功率谱中的显著性外(图1, 2),还因为它落在振荡基流对小扰动最敏感的频段上。由图5的纵坐标示数可知,当 $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ 且集中在 $35-75^\circ\text{N}$ 时,对波数 $m = 1, 3, 5, 7$,扰动在振荡基流中的增长率 σ_i 比在定态基流中分别增加约25%, 100%, 125%和60%,这是一个不可忽略的增量。图5右边给出对更多波数计算的结果。在 $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ ($35-75^\circ\text{N}$)的情况下, $\sigma_i - T$ 响应曲线表明,波数 $m = 3-8$ 对基流振荡周期最为敏感。如果定义曲线 σ_i 开始上升时的周期为起始有效周期 T_0 ,则对 $m = 3-8$, T_0 约为1-3周。

以上计算所取的基态及 ΔT 均在大气实际可能范围内。

五、基流的振荡与畸变对平流层环流稳定性的影响

过去的大量研究表明,平流层定态纬向环流在动力学上是相当稳定的。多数理论认为,冬季平流层观测到的大振幅行星波是对流层定态行星波上传的结果。本节拟从另一侧面考查引起平流层环流失稳的其它动力因子,即基流随时间的振荡及其纬向畸变的效应。

首先考察平流层纬向定态基流自身的稳定性。将球面二层模式分别应用于平流低层和平流中层,相应的下边界条件 $\omega = 0$ 写在120hPa和40hPa处,这样便将下边界以上的大气从向上的垂直能量流中孤立出来。对下平流层模型,取 $\Delta P = 30\text{hPa}$,将涡度方程写在30和90hPa上,热力学方程写在60hPa上, $P = 0$ 和120hPa处 $\omega = 0$ 。对中层平流层模

型, $\Delta P = 10\text{hPa}$, 将涡度方程分别写在 10 和 30hPa 处, 热力学方程写在 20hPa 上, $P = 0$ 和 40hPa 处 $\omega = 0$ 。在以下三种基流中重新求解 (6) 和 (7) 式: a) 平流层夏至及冬至的气候平均纬向基流。资料取自 CIRA(1972)^[11]。b) 振荡型纬向基流。振幅大小及其经向结构由图 2 及 Labitzke^[14]、van Loon^[6] 等对平流层研究的结果估计。c) 有波数 1 畸变的基流(定态偏心涡旋)。这时 (3)、(4) 及 (5) 式要改写成相应的波数扰动形式^[12]。

Charney 和 Stern^[13] 的研究表明, 纬向平均的极夜急流并不经常满足不稳定条件。实际的平流层环流既非定态, 也非纬向对称, 其时间振荡可见图 2, 纬向畸变可由大振幅定态波的存在而知一二^[14]。这时有效位能不仅包含在定态纬向基流中, 也包含在其振荡和非纬向对称性中。图 6 上半部给出平流中层和低层冬、夏至时层结参数 α 、定态平均风 U 、热成风 U_T 及其振荡分量 $\tilde{U}$ 、 $\tilde{U}_T$ 的经向分布。图 6 下半部给出相应的扰动增长率 σ_i 及相速度 c_i (不稳定模态的经向结构图略), 对定态基流, 除冬季下平流层 $m = 1$ 波有微弱不稳定外, 在 a、b、c 三种定态基流中增长率 σ_i 在全波段上均为零, 表示冬至和夏至的纬向定态平流层环流完全动力稳定。

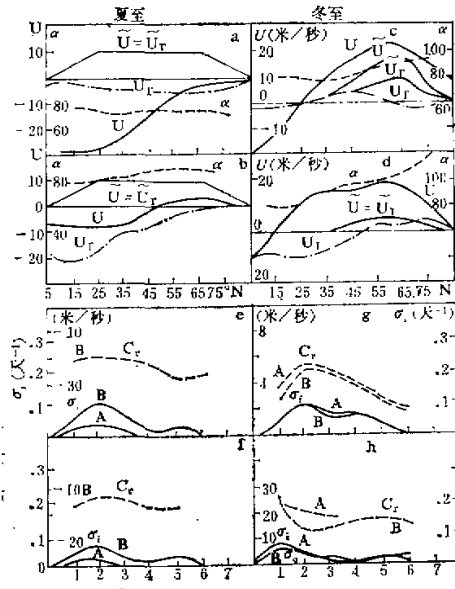


图 6 上半部是夏至与冬至纬向平均基流及稳定度参数 α 的经向分布 (CIRA, 1972)^[11]。

a, c 代表平流中层 (10—30hPa), b, d 代表平流下层 (30—90hPa)。

下半部代表相应基流中的不稳定波谱 ($\sigma_i - m$)。

e, f, g, h 分别与 a, b, c, d 四种基流相对应。取夏季基流振荡周期为 40 天, 振幅分别为 5 米/秒 (曲线 A) 和 10 米/秒 (曲线 B)。在 g 和 h 中, 基流振荡振幅分布如 c、d 所示, 周期分别取为 40 天 (曲线 A) 和 27 天 (曲线 B), 横坐标是波数 m 。

若在夏季基流中, 分别加入振幅为 5 米/秒和 10 米/秒、周期为 40 天的低频振荡 (图

6a, b), 则不稳定谱如图 6e, f 所示, 对 $m = 2$, 振幅增长 e 倍约需 8—10 天. 由图 2 可知, 冬季基流的振荡有 40 天和 27 天两种主要周期, 由 10hPa^[10] 及 30hPa 处的资料还可决定振荡分量的经向结构, 低平流层的 $\tilde{U}$ 和 $\tilde{U}_T$ 取为中平流层 $\tilde{U}_T$ 的一半(图 6c, d), 所得振荡型纬向环流的不稳定波谱给在图 6g, h 中, 由图可知, $m = 2$ 波的增长是显著的, 振荡效应使原来动力稳定的纬向基流失稳.

用同样的谱级数法也可考查平流层非纬向定态基流的稳定性. 这种非纬向对称基流可以看成某种外源强迫形成的. 文献[17]最早注意到这种情况. 设基流由纬向平均及定态波 m 组成:

$$\bar{\phi}_\theta = A_0(\theta) + A(\theta)e^{im\lambda} + (**) \quad (9)$$

$$\bar{\tau}_\theta = B_0(\theta) + B(\theta)e^{im\lambda} + (***) \quad (10)$$

(**) 表右第二项的共轭. 仍采用 Lorentz 谱级数解:

$$\begin{pmatrix} \phi \\ \tau \end{pmatrix} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} \phi_n \\ \tau_n \end{pmatrix} = \text{Re} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \begin{pmatrix} X_n \\ Y_n \end{pmatrix} e^{i(mn\lambda - \sigma t)} \quad (11)$$

n 是整数. (11) 式表明, 任一波数为 m 的定态波可产生反向传播的成对的瞬变波(波数为 nm) 和瞬变纬向分量 ($n = 0$). 根据 Van Loon^[16] 的研究, 在 25—30 公里间 (10hPa), $m = 1$ 的定态波幅为 600gpm, 设 10hPa 和 30hPa 之间的定态波状温度扰动和位势扰动分别为

$$\tilde{T} = T_c \cos m\lambda + T_s \sin m\lambda \quad (12)$$

$$\tilde{\phi}/g = \phi_c \cos m\lambda + \phi_s \sin m\lambda \quad (13)$$

则 $m = 1$ 的定态扰动将使原来稳定的纬向平流层环流失稳. 计算结果列于下表, 其中 $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$ 的尺度为 Ω . 纬向定态基流同图 6c, $n = 0, +1, -1$.

表 1

$T_c(^{\circ}\text{C})$	$T_s(^{\circ}\text{C})$	ϕ_c (米)	ϕ_s (米)	$\sigma_r(10^{-1})$	$\sigma_i(10^{-1})$
0	0	600	0	0.147	1.7
6.50	0	600	0	0.152	1.7
3.25	0	600	0	0.150	1.5
3.25	3.25	600	0	0.150	1.5

由表 1 可知, 振幅为 600gpm 的 $m = 1$ 的气候平均扰动, 可造成 $m = 1$ 的瞬变波发展, 其增长率 $\sigma_i \sim 1.6 \times 10^{-2}\Omega$, 相当于 10 天左右的 e -增幅时间. 增长率对量级为几度的定态温度扰动并不敏感. 由于 $m = 1$ 定态波的迭加, 纬向对称涡旋变成了偏心涡旋. 以上初步计算说明偏心涡比对称涡更不稳定.

按本节的结果, Charney 和 Stern^[12] 研究过的极夜急流会在基流发生振荡和纬向畸变时变得更不稳定, 这也许与平流层中某些瞬变波的发生有关. 振荡和非纬向对称这两种使基流失稳的动力因子本身相当于基流受到某种强迫, 其动力效应在平流层中比在对流层中更为显著^[12].

六、结 语

以上的资料分析和动力学分析说明:

(1) 40—50 天的低频振荡在大气中普遍存在, 在对流层和平流层的温度及高度功率谱中, 40—50 天的变化比人们熟知的 2—3 周的指数循环更为显著, 作者推测, 这可能是和行星波活动有关的另一个斜压调整周期。

(2) 冬季对流层环流低频振荡有利于加强扰动的斜压发展, 增长率随基流振荡周期的加长而增加, 在 40—60 天周期附近达到极大, 此后频率响应达“饱和”。

(3) 传统的稳定性分析可能高估了平流层环流的稳定性。尽管定态纬向基流是动力稳定的, 然而纬向流低频振荡和定态基流的非纬向对称性却是两个引起失稳的因子, 这也许有助于说明平流层中瞬变波的产生。

(4) 大气 40—50 天的低频振荡是一个显著的、但尚未得到充分研究的现象, 本文只限于揭露事实并讨论它的一种动力效应。关于振荡机制, 尚无统一看法, 需要作更进一步的诊断和理论研究工作。

致谢: 美国科学基金会通过动力气候研究计划提供研究经费, 作者感谢伊利诺大学大气科学系 T. Sasamori 教授的鼓励与帮助。

参 考 文 献

- [1] Madden, R. A. and P. R. Julian, 1971, Detection of a 40—50 day Oscillation in the zonal wind in the tropical pacific, *J. Atmos. Sci.*, 28, 702—708.
- [2] Madden, R. A. and P. R. Julian, 1972, Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40—50 day period, *J. Atmos. Sci.*, 29, 1109—1123.
- [3] Rosen, R. D., and D. A. Salstein, 1983, Variations in atmospheric angular momentum on global and regional scales and the length of day, *J. Geophys. Res.*, 88, 5451—5470.
- [4] Anderson, J. R., and R. D. Rosen, 1982, The latitude-height structure of 40—50 day variations in atmospheric angular momentum, *J. Atmos. Sci.*, 40, 1584—1591.
- [5] Sasamori, T., 1982, Baroclinic instability of a midlatitude zonal mean state changing with time, *Tellus*, 34, 266—276.
- [6] Van Loon, H., Madden, R. A., and Jenne, R. L., 1975, Oscillations in the winter stratosphere: Part I, Description, *Mon. Wea. Rev.*, 103, 154—162.
- [7] Lorentz, E. N., 1972, Baroclinic instability of Rossby wave motion, *J. Atmos. Sci.*, 29, 258—264.
- [8] Fredrikson, J. S., 1978, Instability of planetary waves and zonal flows in two-layer models on a sphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 104, 841—872.
- [9] Matsuno, T., 1971, A dynamic model of the stratospheric sudden warming, *J. Atmos. Sci.*, 28, 1479—1494.
- [10] Tung, K. K., 1976, On the convergence of spectral series—a reexamination of the theory of wave propagation in distorted background flows, *J. Atmos. Sci.*, 33, 1816—1820.
- [11] Oort, A. H., and Rasmusson, E. M., Atmospheric Circulation Statistics. NOAA professional paper 5.
- [12] Sasamori, T., and K. Droegemeier, 1983, A linear analysis on the acceleration of zonal flow by baroclinic instability. Part I: Terrestrial atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 40, 2323—2338.
- [13] CIRA, COSPAR International Reference Atmosphere. Akademie, Berlin, 1972.
- [14] Labitzke, K., 1981, The amplification of the height wave 1 in January 1979: A characteristic precondition for the major warming, *Mon. Wea. Rev.*, 109, 983—989.
- [15] Charney, J. G., and M. E. Stern, 1962, On the Stability of internal jets in a rotating atmosphere, *J. At-*

- mos. Sci.*, **19**, 159—172.
- [16] Van Loon, H., R. L. Jenne and K. Labitzke, 1973, Zonal harmonic Standing waves, *J. Geophys. Res.*, **78**, 4463—4471.
- [17] Matsuno, T., and I. Hirota, 1966, On the dynamic stability of polar vortex in winter-time, *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 122—128.

THE 40—50 DAY LOW-FREQUENCY OSCILLATION OF THE ZONAL MEAN FLOW AND ITS DESTABILIZING EFFECT

Zhang Kesu

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia sinica*)

Abstract

A preliminary data analysis reveals that the 40—50 day low-frequency oscillation of the atmospheric motion exists not only in the tropical troposphere, but also in the extratropical troposphere and the stratosphere. It is also indicated that the 40—50 day oscillations are more significant than 2-week oscillations in the power spectra of temperature and geopotential heights.

The stability analysis is performed by using a 2-level model of spherical coordinates for the winter tropospheric zonal mean flow oscillating with time. The results show that the growth rates of the small perturbations increase in the presence of the oscillation of the basic flow. The 40—50 day oscillation of the meridional temperature gradient produces a significant destabilizing effect for wavenumber $m=3-8$. The frequency response of the growth rates also exhibits a "saturation" phenomenon when the periods of oscillation are further increased.

The stability analysis of the stratosphere shows that the stationary zonal mean flow is dynamically stable while the time oscillation of the basic flow and its zonal distortion are two significant factors which may destabilize the basic flow.