

相当正压 Rossby 波和斜压 Rossby 波相互转换的分析*

王永中 夏友龙

(北京气象学院大气科学系,北京,100081)

摘 要

利用由两层准地转模式简化的低谱模式,得知相当正压结构 Rossby 波为平衡态,讨论了具有相当正压结构的 Rossby 波存在所需条件;并以定常 Rossby 波(相当正压结构)为基态,导出反映高低层 Rossby 波位相变化的振荡方程,指出高低层位相差的变化与垂直切变流的扰动、平均层上流函数和热成风流函数波动部分振幅扰动(A' 和 B')的关系,说明相当正压结构和斜压结构的 Rossby 波是相互转换的。

关键词: 相当正压结构,斜压结构,转换过程,低谱模式。

1 引言

1979 年 Blackmon^[1]等人利用 500hPa 和 700hPa 两层的高度场资料揭示了大气环流异常的相当正压性,指出 30°N 以北地区,除大地形附近有波动外,无论是冬季还是夏季,都处于相当正压状态,尤其是海洋区域。周琴芳^[2]等人利用四层资料,对大气的相当正压性作了进一步分析,证实了 Blackmon 等人的发现。Hoskins 和 Kraroly^[3],Held^[4]等人研究了强迫 Rossby 波的垂直结构,指出了大地形强迫的 Rossby 波具有相当正压结构,并分析了强迫波振幅的垂直分布。作者^①用二层低截谱模式分析了强迫 Rossby 波具有相当正压结构所需 U_0-U_T 分布,并讨论了斜压性的 Rossby 波和相当正压性的 Rossby 波相互转换问题。杨成彬^[5]利用两层准地转模式,通过数值试验讨论了相当正压性的形成问题,指出了 β 因子和涡度平流的重要性。但是,对于大气中的自由 Rossby 波而言,基本场满足什么条件才能使定常 Rossby 波具有相当正压结构? 具有相当正压结构的 Rossby 波如何转换为斜压结构的 Rossby 波? 转换机制是什么? 这些是本文要讨论的问题。

2 基本方程组

描写自由 Rossby 波的两层、准地转模式方程组为^[6]:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi_2 = -J(\psi_2, \nabla^2 \psi_2) - J(\psi_T, \nabla^2 \psi_T) - \beta \frac{\partial \psi_2}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 - \lambda) \psi_T + J(\psi_2, \nabla^2 \psi_T) + J(\psi_T, \nabla^2 \psi_T) + \beta \frac{\partial \psi_T}{\partial x} - \lambda J(\psi_2, \psi_T) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

*1993 年 12 月 27 日收到原稿,1994 年 5 月 20 日收到修改稿。

①地形 Rossby 波的相当正压结构及斜压结构和相互转换

式(1)中 $\lambda = \frac{\sigma_s}{\Delta p} f_0^{-2}$, $\psi_2 = \frac{\psi_1 + \psi_3}{2}$, $\psi_T = \frac{\psi_1 - \psi_3}{2}$, ψ_1, ψ_3 分别表示上、下两层的流函数, σ_s 为静力稳定度参数, Δp 为两层的气压厚度, 其它均是气象上常用符号。

对式(1)进行无量纲化, 取水平尺度为 L_0 , 速度、时间、流函数的特征量分别为 U_0 、 L_0/U_0 、 $U_0 L_0$, 则得:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi_2 + J(\psi_2, \nabla^2 \psi_2) + J(\psi_T, \nabla^2 \psi_T) + \beta^* \frac{\partial \psi_2}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 - \lambda^*) \psi_T + J(\psi_2, \nabla^2 \psi_T) \\ + J(\psi_T, \nabla^2 \psi_T) + \beta^* \frac{\partial \psi_T}{\partial x} - \lambda^* J(\psi_2, \psi_T) = 0 \end{cases} \quad (2)$$

式(2)中各量已无量纲化, 其中参数分别为:

$$\beta^* = \beta / L_0^2 U_0^2, \quad \lambda^* = \lambda L_0^2$$

仿文献[6]中做法, 对 ψ_2, ψ_T 作谱展开, 且满足边界条件:

$$y = 0, \pi \text{ 处}, \quad \frac{\partial}{\partial x} \psi_2 = \frac{\partial}{\partial x} \psi_T = 0$$

取

$$\begin{aligned} \psi_2 &= -U_0(y - y_0) + [A_m(t) \sin l y e^{imx} + (*)] + \dots \\ \psi_T &= -U_T(y - y_0) + [B_m(t) \sin l y e^{imx} + (*)] + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

式(3)中 y_0 是所考虑的纬向通道内某个中间纬度的值, U_0, U_T 分别为平均基本气流和切变基本气流, $(*)$ 为前一项的共轭, A_m, B_m 为谱系数。且认为 U_0 为常数, U_T 随时间变化。

将式(3)代入式(2), 然后用 $\sin l y e^{-imx}, \cos y$ 去乘式(2), 再对 x, y 积分, 可得截谱方程:

$$\begin{cases} dA_m/dt = im(\beta_m - U_0)A_m - imU_T B_m \\ dB_m/dt = -imU_T S_m A_m + im(\beta_m - U_0)B_m \\ dU_T/dt = -m\alpha_l I_m(A_m^{(*)} B_m) \end{cases} \quad (4)$$

式(4)中, $\beta_m = \beta^* / (l^2 + m^2)$, $\beta_m = \beta^* / (l^2 + m^2 + \lambda^*)$, $\alpha_l = 4l^2 / (4l^2 - 1)$, $S_m = (l^2 + m^2 - \lambda^*) / (l^2 + m^2 + \lambda^*)$ 。 I_m 表示取虚部, $A^{(*)}$ 是 A 的共轭复数, $I_m(A_m^{(*)} B_m)$ 表示上、下层流场位相差, 即大气斜压性引起的感热输送。在 A_m, B_m 的方程中, 含有 U_T 的项是非线性热成风涡度平流项, 含有 U_0 项为平均风场对涡度的平流、温度的平流。因此, 式(4)是我们讨论自由 Rossby 波相当正压性使用的低谱模式。

3 线性模式中自由 Rossby 波的相当正压性

我们首先分析线性情况下自由 Rossby 波的相当正压条件。在式(4)中令 U_T 为常数, 且考虑定常情况, 于是 A_m, B_m 要有非零解的必要条件为:

$$\begin{vmatrix} im(\beta_m - U_0) & -imU_T \\ -imS_m U_T & im(\beta_m - U_0) \end{vmatrix} = 0 \quad (5)$$

可得

$$S_m U_T^2 = (\beta_m - U_0) \cdot (\beta_m - U_0) \quad (6)$$

文献[6]已指出, 对于纬向行星尺度 Rossby 波, $S_m < 0$, 所以在 (U_T, U_0) 坐标系里式(6)为

椭圆方程。因 U_T, U_0 均为实数, 所以

$$\beta_m < U_0 < \beta_m \quad U_{T_{max}} = \frac{\sqrt{\beta_m^2 - \beta_m^2}}{2\sqrt{-S_m}}$$

那么, 在 (U_0, U_T) 坐标中(图 1), 只有在阴影区才能有相当正压结构的定常 Rossby 波。由此可见, β 、 U_0 、 U_T 的存在且满足一定关系是定常 Rossby 波具有相当正压结构的不可少的条件。这与文献[5]的数值试验结果相一致。

通过上面的分析, 我们给定了形成具有相当正压结构的定常 Rossby 波的条件, 但是, 线性模式不能说明初始时刻具有相当正压结构的 Rossby 波, 随时间演变是继续维持相当正压结构, 还是演变为斜压结构。如果有变化, 其条件是什么? 这是相当正压结构与斜压结构 Rossby 波相互转换的问题。

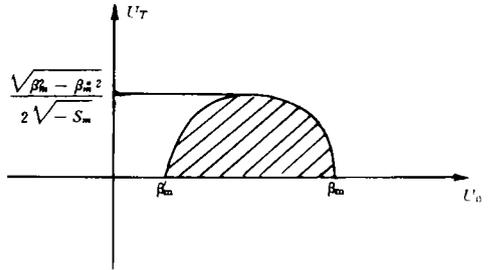


图 1 相当正压 Rossby 波存在区域(阴影区)

4 相当正压结构和斜压结构的 Rossby 波的相互转换

$$\begin{cases} A_m = |A_m|e^{i\theta_1}, & B_m = |B_m|e^{i\theta_2} \\ |A_m| = A, & |B_m| = B \end{cases} \quad (8)$$

将式(8)代入式(4), 分开实部和虚部, 可得:

$$\begin{cases} \frac{dA}{dt} = -mU_T B \sin\theta \\ \frac{dB}{dt} = mU_T S_m A \sin\theta \\ A \frac{d\theta_1}{dt} = m(\beta_m - U_0)A - mU_T B \cos\theta \\ B \frac{d\theta_2}{dt} = m(\beta_m - U_0)B - mU_T S_m A \cos\theta \\ \frac{dU_T}{dt} = m\alpha_l A B \sin\theta \end{cases} \quad (9)$$

其中 $\theta = \theta_1 - \theta_2$, 下面讨论 θ 的含义。我们有 $\psi_1 = \psi_2 + \psi_T$, 所以 ψ_1 相应于 A_m 和 B_m 的谱系数 C_m , 等于 A_m, B_m 之和, 即

$$C_m = Ce^{i\theta_3} = A_m + B_m = Ae^{i\theta_1} + Be^{i\theta_2}$$

(I) 若 $\theta = \theta_1 - \theta_2 = 0$, 于是

$$C_m = Ae^{i\theta_1} + Be^{i\theta_1} = (A + B)e^{i\theta_1} = Ce^{i\theta_3}$$

上、下层无位相差为相当正压情况。

(II) 若 $\theta = \theta_1 - \theta_2 = \pi$, 于是

$$C_m = Ae^{i\theta_1} + Be^{i(\theta_1 - \pi)} = (A - B)e^{i\theta_1} = Ce^{i\theta_3}$$

当 $A - B > 0$ 时, $\theta_1 = \theta_3$ 为相当正压结构。

当 $A - B < 0$ 时, $(B - A)e^{i(\theta_1 - \pi)} = Ce^{i\theta_3}$, 上、下
层位相差为 π , 为斜压结构。

(Ⅲ) 若 $\theta = \theta_1 - \theta_2 > 0$, 由复数的加法, 从图 2
可知 $\theta_3 < \theta_1$, 高层的位相小于低层位相; 反之 $\theta < 0$,
则相反。此为斜压情形。由于 $e^{i\theta}$ 以 2π 为周期, 以上讨
论可概括 θ 出现的一般情况。

现在讨论式(9)的平衡态, 令 $dA/dt = 0, dB/dt = 0, d\theta_1/dt = 0, d\theta_2/dt = 0, dU_T/dt = 0$, 这样可得:

$$\begin{cases} -m\bar{U}_{T_0}\bar{B}_0\sin(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2) = 0 \\ m\bar{U}_{T_0}S_m\bar{A}_0\sin(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2) = 0 \\ m(\beta_m - U_0)\bar{A}_0 \\ -m\bar{U}_{T_0}\bar{B}_0\cos(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2) = 0 \\ m(\beta_m - U_0)\bar{B}_0 - \\ m\bar{U}_{T_0}S_m\bar{A}_0\cos(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2) = 0 \\ m\alpha_c\bar{A}_0\bar{B}_0\sin(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2) = 0 \end{cases} \quad (10)$$

分析平衡态满足的方程组(10)可知, 若 $\bar{U}_{T_0}, \bar{A}_0, \bar{B}_0$ 不为零, 则有

(I) $\sin(\bar{\theta}_1 - \bar{\theta}_2) = \sin\bar{\theta} = 0, \bar{\theta} = 0, n\pi$ ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$), 为平衡态。所以, 相当正压
结构 Rossby 波为平衡态。

(II) 由方程组(10)的第三、四式可讨论出类似本文第三段得到的结论, 即 U_0 和 \bar{U}_{T_0}
在 $\sin\bar{\theta} = 0$ 时应满足的条件。

以 $\bar{\theta} = 0$ 以及 $\bar{U}_{T_0}, \bar{A}_0, \bar{B}_0$ 为基本量, 将式(9)线性化, 可得

$$\begin{cases} dA'/dt = -m\bar{U}_{T_0}\bar{B}_0\sin\theta \\ dB'/dt = m\bar{U}_{T_0}S_m\bar{A}_0\sin\theta \\ d\theta/dt = [m(\beta_m - U_0)A' - mU_T'\bar{B}_0 - m\bar{U}_{T_0}B']/\bar{A}_0 \\ \quad - m(\beta_m - U_0)B' - mS_mU_T'\bar{A}_0 - mS_m\bar{U}_{T_0}A']/\bar{B}_0 \\ dU_T'/dt = m\alpha_c\bar{A}_0\bar{B}_0\sin\theta \end{cases} \quad (11)$$

考虑到 θ 较小, 方程组(11)第三式中出现 $\cos\theta$ 的项, 应用了 $\cos\theta \approx 1$ 。从式(11)我们即可
看出 θ 与 A', B', U_T' 的相互作用关系, 第一、二、四式反映了 θ 对 A', B', U_T' 的作用, 而第三
式为 A', B', U_T' 对 θ 的作用。取 $\sin\theta \approx \theta$, 则式(11)变为:

$$d^2\theta/dt^2 + \Gamma\theta = 0 \quad (12)$$

式中

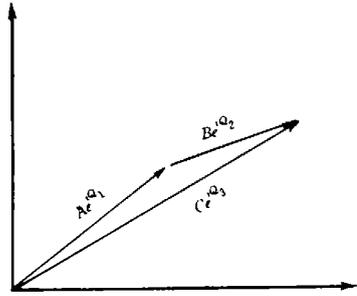


图 2 高低层位相关系示意图
(横坐标为实轴, 纵坐标为虚轴)

$$\Gamma = m^2 \bar{U}_{T_0} \left[\frac{S_m \bar{A}_0^2 (\beta_m - U_0) + \bar{B}_0^2 (\beta_m - U_0)}{\bar{A}_0 \bar{B}_0} \right] + m^2 \alpha_l [\bar{B}_0^2 - S_m \bar{A}_0^2] + 2m^2 S_m \bar{U}_{T_0}^2 \quad (13)$$

所以,若 $\Gamma > 0$, 方程(12)有周期解; 而 $\Gamma < 0$, 为指数解, 属不稳定情况。下面主要考虑有周期解的情形。

取初始条件为:

$$\begin{aligned} \theta|_{t=0} &= \bar{\theta}_0 \\ d\theta/dt|_{t=0} &= \bar{\theta} \end{aligned} \quad (14)$$

式(12)解为:

$$\theta = A \sin(\sqrt{\Gamma} t + \alpha) \quad (15)$$

其中 $A = \sqrt{\bar{\theta}_0^2 + (\bar{\theta} / \sqrt{\Gamma})^2}$, $\alpha = \text{tg}^{-1}(\bar{\theta}_0 \sqrt{\Gamma} / \bar{\theta})^{1/2}$ 。初始条件 $\bar{\theta}_0$ 表明初始时刻上、下层流场有位相差存在, 而 $\bar{\theta}$ 表明初始时刻 A' 、 B' 、 U_T 造成的 θ 的变率。式(15)解为一正弦曲线, 示意于图 3。 θ 振荡周期为 $T = \frac{2\pi}{\sqrt{\Gamma}}$ 。 θ 的变化反映了波垂直结构的变化——相当正压结构的 Rossby 波 \rightarrow 斜压结构的 Rossby 波 \rightarrow 相当正压结构的 Rossby 波, 循环往复。这与文献[6]讨论斜压不稳定时出现正、斜压结构相互转换一致。

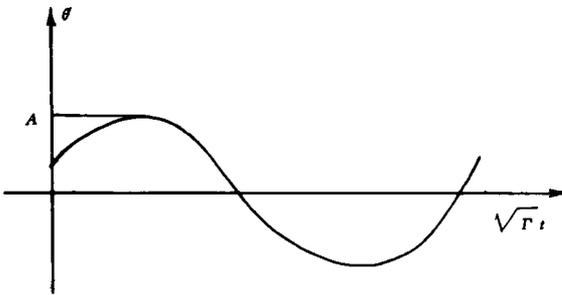


图 3 θ 随 $\sqrt{\Gamma} t$ 变化曲线

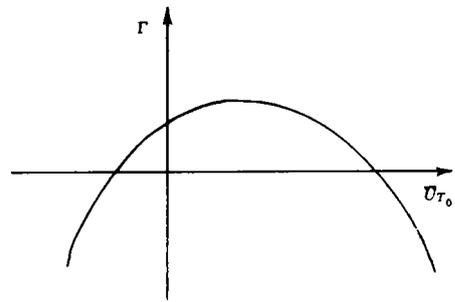


图 4 Γ 随 \bar{U}_{T_0} 变化曲线

如果初始时刻 $\bar{\theta}_0 = 0, \bar{\theta} \neq 0$, 则解为 $\theta = \bar{\theta} \sin \sqrt{\Gamma} t / \sqrt{\Gamma}$; 而 $\bar{\theta}_0 \neq 0, \bar{\theta} = 0$, 解为 $\theta = \bar{\theta}_0 \cos \sqrt{\Gamma} t$ 。 θ 变化的周期性未变, 周期仍为 $2\pi / \sqrt{\Gamma}$ 。但若初始时刻 $\bar{\theta}_0 = 0, \bar{\theta} = 0$, 则 θ 恒为零, 相当正压结构不变。

整理式(13)可得

$$\begin{aligned} \Gamma = m^2 [2S_m \bar{U}_{T_0}^2 + (\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0} S_m \beta_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} \beta_m - \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0} S_m U_0 \\ - \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} U_0) \bar{U}_{T_0} + \alpha_l \bar{B}_0^2 - S_m \bar{A}_0^2 \alpha_l] \end{aligned} \quad (16)$$

对 \bar{U}_{T_0} 而言, Γ 为其二次函数, 考虑到 $S_m < 0$ 及 $\alpha_l \bar{B}_0^2 - S_m \bar{A}_0^2 \alpha_l > 0$, 其对应关系示意如图

4, 所以为使 $\Gamma > 0$, \bar{U}_{T_0} 不能太大, 只在一定的风速切变范围里才会有相当正压与斜压结构 Rossby 波的转换。

由 Γ 的表达式可知, 为使 $\Gamma > 0$, U_0 须满足

$$-\left(\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\right)U_0 > -2S_m\bar{U}_{T_0}^2 - \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\beta_m - \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\beta_m - \alpha_l\bar{B}_0^2 + S_m\bar{A}_0^2\alpha_l \quad (17)$$

当 $\left(\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\right) < 0$ 时, 有

$$U_0 > \left(-2S_m\bar{U}_{T_0}^2 - \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\beta_m - \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\beta_m - \alpha_l\bar{B}_0^2 + S_m\bar{A}_0^2\alpha_l\right) / \left|\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\right|$$

所以 U_0 值越大, Γ 值越大, U_0 值较小时, 则相反。

当 $\left(\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\right) > 0$ 时, 有

$$U_0 < \left(-2S_m\bar{U}_{T_0}^2 - \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\beta_m - \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\beta_m - \alpha_l\bar{B}_0^2 + S_m\bar{A}_0^2\alpha_l\right) / \left[\left(\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\right)\right]$$

U_0 代数值越小, Γ 值越大。

令 $\Gamma = 0$, 此时的 \bar{U}_{T_0} 为 $\bar{U}_{T_{0c}}$, 于是有

$$2S_m\bar{U}_{T_{0c}}^2 + b\bar{U}_{T_{0c}} + C = 0 \quad (18)$$

其中

$$b = \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\beta_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\beta_m - \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}U_0 - \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_mU_0$$

$$c = \alpha_l\bar{B}_0^2 - S_m\bar{A}_0^2\alpha_l$$

那么

$$\bar{U}_{T_{0c}} = (-b \pm \sqrt{b^2 - 8S_m c}) / 4S_m$$

这就要求 $b^2 - 8S_m c > 0$, 因 $c > 0$, 所以 b 取值不受限制, 设 $b \geq 0$, 于是

$$-\left(\frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} + \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\right)U_0 \geq -\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\beta_m - \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\beta_m \quad (19)$$

当 $\left(\frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} + \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\right) > 0$ 时, U_0 须满足

$$U_0 < \left(\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\beta_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\beta_m\right) / \left(\frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} + \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\right)$$

当 $\left(\frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} + \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\right) < 0$ 时, U_0 须满足

$$U_0 > \left(-\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\beta_m - \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\beta_m\right) / \left|\frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} + \frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\right|$$

这也是 U_0 须满足的条件。当 $b < 0$ 时可作类似讨论, 此外因 $c/2S_m < 0$, 所以 $\bar{U}_{T_{0c}}$ 的二个根必为一正一负。

在 Γ 的表达式中含有 β_m, β_m 的项为:

$$\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\beta_m\bar{U}_{T_0} + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\beta_m\bar{U}_{T_0} = \bar{U}_{T_0}\left(\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0}S_m\beta_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0}\beta_m\right)$$

考虑到 \bar{A}_0 、 \bar{B}_0 、 β_m 、 β_n 、 \bar{U}_{T_0} 均大于零,且 $\beta_n > \beta_m$,他们的差值随纬度增大而减小,故 $\frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} > -\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0} S_m$ 时,更使得 $\frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} \beta_m$ 比 $-\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0} S_m \beta_m$ 大,从而有利于 $\Gamma > 0$,所以纬度低的地区比纬度高的地区更易形成振荡;当 $\frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} < -\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0} S_m$ 时,低纬地区的 $(\frac{\bar{A}_0}{\bar{B}_0} S_m \beta_m + \frac{\bar{B}_0}{\bar{A}_0} \beta_m)$ 代数值一定比高纬地区的大,因而低纬地区更易满足 $\Gamma > 0$,形成振荡。由此看来, β 效应使得纬度低的地区比纬度高的地区更易发生相当正压和斜压 Rossby 波的转换。这与 Blackmon^[1] 的诊断结果一致。

通过上述分析,可见在一定条件下相当正压 Rossby 波和斜压 Rossby 波是交替出现,相互转换的。实际大气运动就反映出相当正压大气状态和斜压大气状态的相互转换的过程,如冬季阻塞形势和非阻塞形势的转换。

由式(11),我们可进一步分析,当 $\Gamma > 0$ 时, θ 周期变化的过程。利用式(10),可将方程组(11)的第三式改写为:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} = & (\beta_m + \beta_n - 2U_0) \frac{A'}{A_0} \\ & - (\beta_m + \beta_n - 2U_0) \frac{B'}{B_0} - (\beta_n - \beta_m) \frac{U'_T}{U_{T_0}} \end{aligned} \quad (20)$$

这更清楚地表明了 A' 、 B' 、 U'_T 对 $d\theta/dt$ 的作用。

若初始时刻 $\theta = 0$,即 Rossby 波为相当正压结构,而 $d\theta/dt < 0$,亦即 A' 、 U'_T 、 B' 不全为零,所以此后的 θ 将小于零,再由方程组(11)的第一、二、四式可得 $dA'/dt > 0$, $dB'/dt > 0$, $dU'_T/dt < 0$,从而 U'_T 减小, A' 、 B' 增大,随之 $d\theta/dt$ 增大。这表现为高层的 θ_3 大于低层的 θ_1 ;当 $d\theta/dt = 0$ 时, $\theta_1 - \theta_2$ 达极小,此后 $d\theta/dt > 0$,但仍然有 $\theta < 0$,故而 U'_T 继续减小, A' 、 B' 继续增大,直至 $\theta = 0$ 恢复到相当正压状态,因 $dA'/dt = dB'/dt = dU'_T/dt = 0$, U'_T 达极小值, A' 、 B' 达极大值,这与初始时刻 $\theta = 0$, U'_T 达极大值, A' 、 B' 为极小值不同,从而 $d\theta/dt > 0$,此后会有 $\theta > 0$,进行与上述相反的另一半过程,而还原到初态,如此重复。

5 结束语及问题

通过以上讨论,得以下主要结果:

- (1) 给出了定常 Rossby 波存在相当正压结构的条件($U_0 - U_T$ 分布)。
- (2) 相当正压结构, Rossby 波平衡态。
- (3) 相当正压结构和斜压结构的 Rossby 波是相互转换的。

由于本文使用了线性化方程组来讨论相当正压 Rossby 波和斜压 Rossby 波的转换问题,忽略了非线性项的影响,关于非线性因子如何影响这两种结构的相互转化,需另文进一步研究。

参考文献

- [1] Blackmon M I and Wallace J M. Geographical variations in the vertical structure of geopotential height fluctuations. J Atmos Sci. 1979. 12: 2450-2466.

- [2] 周琴芳, 黄建平和杨成彬. 北半球冬季环流异常演变过程中垂直结构特征分析. 气象学报, 1989, 47(2): 173—179.
- [3] Hoskins B J and Karoly D J. The steady response of a spherical atmosphere to thermal and orographical forcing. J Atmos Sci, 1981, 38(6): 1179—1196.
- [4] Held I M. Stationary and quasi-stationary eddies in the extratropical troposphere: theory, large-scale dynamical processes in the atmosphere. B Hoskins and R Pearce, Eds Academic press, 1983, 127—168.
- [5] 杨成彬. 相当正压性的形成. 大气科学, 1991, 15(3): 119—123.
- [6] 朱抱真, 金飞飞, 刘征宇. 大气和海洋的非线性动力学概论. 海洋出版社, 1991, 162—167.

THE ANALYSIS OF TRANSITION OF THE EQUIVALENT BAROTROPIC ROSSBY WAVE AND BAROCLINIC ROSSBY WAVE

Wang Yongzhong Xia Youlong

(Beijing Institute of Meteorology, Beijing, 100081)

Abstract

Through a two-level low-order quasi-geostrophic model, it is learned that equivalent barotropic state is a equilibrium state of the model. The existing conditions of the equivalent barotropic Rossby wave is discussed and then an oscillation equation reflecting the variation of the phase difference in low and up-level with the stationary Rossby wave (equivalent barotropic structure) as basic state is derived. The results show that there is relation among the variation of phase in low and up-level, the disturbance of vertical shear flow, the disturbance of phase of the stream and that of thermal wind in middle-level. Finally, it is found that the equivalent barotropic and baroclinic Rossby waves can be transformed to each other.

Key words: Low-order model, Equivalent barotropic state, Baroclinic state.