

基本流场切变对赤道长 Rossby 波的影响^{*}

赵强 刘式适

(北京大学地球物理系, 北京, 100871)

摘 要

文中应用赤道 β 平面近似, 建立一个简单的斜压大气半地转模式, 在热力学方程中引入表征基本位温场 (θ) 经向分布特征的无量纲参数 σ , 对线性化的扰动方程进行了频率分析, 研究基本位温场经向非均匀分布以及基本气流垂直切变对赤道纬向超长尺度 Rossby 波动的的影响, 并指出仅考虑基本气流垂直切变或者基本位温场变化的作用是不合适的。定性分析结果表明: 基本位温场经向温差必然有基本气流垂直切变与其相匹配, 而基本气流垂直切变将导致赤道长 Rossby 波动不稳定并影响其纬向传播速度。

关键词: 赤道 Rossby 波, 不稳定性, 大气波动。

1 引 言

热带大气运动对全球气候变化有着密切联系, 因此, 人们对热带大气运动作了多方面的研究, 对热带大气运动规律有了许多新的认识。其中, 热带大气波动理论可以说是低纬度大气动力学研究的重要内容。Charney^[1]指出在无凝结潜热释放大气中, 热带大气运动是正压无辐散的, 在这种模型中只存在 Rossby 波而将重力波滤去了。但是, Matsuno^[2]、Kuo^[3]等得到了热带大气运动中存在一种混合 Rossby-重力波; 李麦村和姚棣荣^[4,5]分析研究热带大气运动的长波和超长波, 另外, 海气耦合波和赤道非线性 Rossby 波和 Kelvin 波以及赤道非线性波相互作用都有较多研究。众所周知, 控制或影响低纬度大气动力学的基本因子中, 有两个较为重要的因子: 一个是 β 效应; 另一个是海气间热量交换和积云对流凝结潜热释放。这就是许多低纬度大气动力学问题中广泛采用的所谓“赤道 β 平在近似”; 即 $f = \beta y$ 的主要原因, 而且说明了在探讨热带地区的天气系统的物理机制时, 不能单纯考虑动力因子, 而必须同时考虑热力因子。关于海气间相互作用和凝结潜热等非绝热加热过程大都是采用海气耦合模式和积云对流参数化数值模拟研究。另外, 在赤道地区存在明显的东风切变, 因而有许多学者研究了基本气流经向切变对热带大尺度运动的影响^[6-10]。Kuo 指出只有周期较大的长的 Rossby 波和 Kelvin 波可以被 Wave-CISK 机制有效地激发, 并且通过 Wave-CISK 不稳定机制从深积云对流获得能量, 本文分析指出赤道

^{*} 初稿时间: 1998 年 12 月 16 日; 修改稿时间: 1999 年 9 月 5 日。
资助课题: 高等学校骨干教师资助计划项目。

长 Rossby 波也可从其传播过程的背景基本场中获得能量而得到发展。对于波动传播的介质,即背景场的热力学状况对波动影响的研究基本上都是假设基本位温场 θ 仅为 z 的函数,即只考虑大气层结效应。但是,实际上基本位温场 θ 不仅仅是 z 的函数,对于运动尺度很大的超长波系统,基本位温场 θ 的物理特征经向分布并非均匀(例如,辐射平衡造成的经向温差),与基本位温场 θ 和基本位势场 Φ 相匹配基本气流也存在垂直切变。本文研究基本位温场 $\theta(y, z)$ 为 y 和 z 的函数的情况及其本气流垂直切变对赤道长 Rossby 波动的影响。

2 基本方程

应用赤道 β 平面近似,满足静力平衡, Boussinesq 流本运动的控制方程组为

$$\begin{cases} du/dt - \beta y v = - \partial \Phi / \partial x \\ \beta y u = - \partial \Phi / \partial y \\ - g \theta / \theta_0 = - \partial \Phi / \partial z \\ \partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z = 0 \\ d\theta / dt = 0 \end{cases} \quad (1)$$

其中 $d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x + v\partial/\partial y + w\partial/\partial z$, θ_0 为位温的典型值,其它符号如常规所用。为了讨论热带大气大尺度扰动的特征,先将方程组(1)相对于基本状态线性化,即引进小扰动:

$$u = \bar{u}(z) + u, \quad v = v, \quad w = w \quad \Phi = \bar{\Phi}(y, z) + \Phi, \quad \theta = \bar{\theta}(y, z) + \theta \quad (2)$$

假定小扰动和基本状态都满足静力平衡,纬向基本气流 \bar{u} 仅为 z 的函数且满足地转平衡关系:

$$\beta y \bar{u} = - \partial \bar{\Phi} / \partial y, \quad g \bar{\theta} / \theta_0 = \partial \bar{\Phi} / \partial z \quad (3)$$

把式(2)代入式(1),并利用式(3)将式(1)线性化后,方程组(消去变量 θ 和略去撇号)变为

$$\begin{cases} (\partial/\partial t + \bar{u}\partial/\partial x)u + w\partial\bar{u}/\partial z - \beta y v = - \partial\Phi/\partial x \\ \beta y u = - \partial\Phi/\partial y \\ \partial u/\partial x + \partial v/\partial y + \partial w/\partial z = 0 \\ (\partial/\partial t + \bar{u}\partial/\partial x)\partial\Phi/\partial z + N^2 w - M^2 v = 0 \end{cases} \quad (4)$$

其中

$$N^2 = (g/\theta_0) \partial\bar{\theta}/\partial z, \quad M^2 = - (g/\theta_0) \partial\bar{\Phi}/\partial y \quad (5)$$

N 是 Brunt-Vaisala 频率, M^2 表征基本位温场 θ 的经向变化。为了使讨论简单化,我们假定 $N > 0$ 且为常数(即相当于假定 $\partial\bar{\theta}/\partial z$ 常数)以及基本气流: $\bar{u} = u_0 + \alpha z$ (u_0 和 α 为常数)。

为了讨论热带大气波动的基本特征,需要确定热带大气运动中波长与频率之间的色散关系。注意到式(4)中除连续方程外都是变系数方程,因此,应用正交模法时可假定方程组(4)有如下形式的谐波解

$$(u, v, w, \Phi) = [U(y), V(y), W(y), \Phi(y)] \exp[i(kx + nz - \omega t)] \quad (6)$$

其中 k 和 n 分别为纬向波数和垂直方向波数; ω 为圆频率,振幅 $U(y), V(y), W(y), \Phi(y)$ 决定波动的经向结构。将式(6)代入式(4)消去 W, Φ, U , 得到

$$\frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{M^2(in\bar{\omega} + \alpha k)}{N^2 \bar{\omega}} + in\bar{\omega} \beta \alpha y \frac{dV}{dy} +$$

$$\left[\frac{\partial M^2}{\partial y} \left(\frac{in\tilde{\omega} + \alpha k}{N^2\tilde{\omega}} \right) - \frac{\beta k}{\tilde{\omega}} + \frac{inkM^2\beta y}{N^2\tilde{\omega}} - \frac{\beta^2 n^2}{N^2} y^2 \right] V = 0 \quad (7)$$

其中 $\tilde{\omega} = \omega - k\bar{u}$ 为 Doppler 位移频率(假定 $\tilde{\omega} \neq 0$)。这就是我们考虑的模式中热带大气波动运动普遍的控制方程。因为我们讨论的热带赤道附近的波动运动, 在远离赤道时可以认为波动消失, 所以可取如下边界条件:

$$V|_{y=\pm\infty} = 0 \quad (8)$$

3 解析解及结果分析

首先, 我们讨论一种简单的情况($\alpha = 0, M^2 = 0$), 即假定基本气流 \bar{u} 无垂直切变, 此时 θ 和 θ 应仅为 z 的函数。若令 $\bar{u} = 0$ 并且做变换 $\xi = y/L_R$ ($L_R = c_1/\beta$ 为赤道 Rossby 变形半径, 其中 $c_1 = N/n$), 则方程式 (7) 和边界条件 (8) 简化以下所谓 Weber 方程的本征值问题。

$$\begin{cases} \frac{d^2 V}{d\xi^2} + \left(-\frac{kc_1}{\omega\xi^2} \right) V = 0 \\ V|_{\xi=\pm\infty} = 0 \end{cases} \quad (9)$$

由此可以确定赤道 Rossby 波动频率为

$$\omega = -\frac{kc_1}{2m+1} = \frac{\beta k}{(2m+1)\beta/c_1} \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (10)$$

同 Matsuno (1996) 的结果的比较可以看出, 半地转近似下保留的是纬向长度 ($k^2 \ll (2m+1)\beta/c_1$) 赤道斜压 Rossby 波。当然, 半地转运动假定的成立不仅是取决于运动尺度, 而且取决于经向尺度和纬向尺度之比 (即 $L_y/L_x < 1$)^[11], 实际观测低频波的特征纬向尺度 ($L_x \sim 10^7$ m) 大于经向尺度 ($L_y \sim 10^6$ m), 这表明经向动量方程中经向加速度可以被略去, 这样纬向风速分量与重力位势的经向梯度处于地转平衡, 低频波的运动是半地转的。由于半地转近似滤掉了高频的惯性重力波, 混合 Rossby-重力波以及短 Rossby 波, 可更好起分析上赤道 Kelvin 波和长 Rossby 波。对于低频波动, 如果纬向速度尺度为 4 m s^{-1} , 那么其特征时间尺度 (~ 11 d) 小于平流时间尺度 (~ 29 d), 因此, 忽略非线性平流项是可接受的近似^[12]。下面我们主要讨论的问题就是基本位温场 θ 和基本气流垂直切变对热带大气纬向超长尺度 Rossby 波动运动的影响, 我们分 3 种情况来讨论问题。

(1) $M^2 = 0, \alpha = 0$: 这也是大多数研究中都是假设基本位温场 θ 仅为 z 的函数, 即只考虑大气层结效应。仅考虑基本气流直切变对热带大气纬向超长尺度 Rossby 波动运动的影响, 此时方程 (7) 简化为

$$\frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{in\beta\alpha y}{N^2} \frac{dV}{dy} - \left(\frac{\beta k}{\omega} + \frac{\beta^2 n^2}{N^2} y^2 \right) V = 0 \quad (11)$$

作如下变换

$$V(y) = G(\xi) \exp[-(in\beta\alpha/4N^2)y^2], \quad \xi = \beta/c_1 y \quad (12)$$

则方程 (11) 和边界条件 (8) 变为

$$\begin{cases} \frac{d^2 G}{d\xi^2} + \left(-\frac{kc_1}{\omega} - \frac{i\alpha}{2N} - \xi^2 \right) G = -\left(\frac{\alpha^2}{4N^2\xi^2} \right) G \\ G|_{\xi=\pm\infty} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

注意到式(13)中方程的左端含有 Weber 方程算子,因此,为了求解式(13)可以将 G 按照 Weber-Hermite 函数展开,即

$$G(\xi) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \Psi_m(\xi) \quad (14)$$

其中 A_m 为级数展开常系数,Weber-Hermite 函数 $\Psi_m = e^{\frac{1}{2}\xi^2} H_m(\xi)$ 。将式(14)代入式(13)中的方程,并利用 Weber-Hermite 函数 $\Psi_m(\xi)$ 的下面递推关系

$$\begin{cases} \frac{d^2 \Psi_m(\xi)}{d\xi^2} + (2m + 1 - \xi^2) \Psi_m(\xi) = 0 \\ \left(\frac{2m+1}{2} - \xi^2 \right) \Psi_m(\xi) + \frac{1}{4} \Psi_{m+2}(\xi) + (m^2 - m) \Psi_{m-2}(\xi) = 0 \end{cases} \quad (15)$$

然后,再利用 Weber-Hermite 函数的正交性

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_m(\xi) \Psi_l(\xi) d\xi = \begin{cases} 0 & (m \neq l) \\ 2^m m! \frac{\pi}{\sqrt{\pi}} & (m = l) \end{cases} \quad (16)$$

将方程两端同乘以 $\Psi_m(\xi)$ 后,从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 积分,则有

$$-\frac{kc_1}{\bar{\omega}} - \frac{i\alpha}{2N} - (2m + 1) = -\frac{(2m+1)\alpha^2}{8N^2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (17)$$

由式(17)可以得到基本气流 \bar{u} 存在垂直切变($\alpha \neq 0$)时,赤道长 Rossby 波动频率为

$$\omega = k\bar{u} - \frac{kc_1[(2m+1)(1 - \alpha^2/8N^2) - i\alpha/2N]}{[(2m+1)(1 - \alpha^2/8N^2)]^2 + (\alpha/2N)^2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (18)$$

由此可见,此时赤道长 Rossby 波动不稳定,波动要从基本气流中获得能量而不稳定发展变化,而且波动的纬向传播速度也与基本气流 \bar{u} 垂直切变有关。这和文献[4~10]考虑基本气流 \bar{u} 的径向切变所得的结果不同。如果基本气流 \bar{u} 无垂直切变($\alpha = 0$)且令 $\bar{u} = 0$,那么式(18)就退化为式(10)。

(2) $M^2 = 0, \alpha = 0$: 仅考虑基本位温场变化对热带大气纬向超长尺度 Rossby 波动运动的影响,此时方程(7)简化为

$$\frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{i n M^2}{N^2} \frac{dV}{dy} + \left(\frac{i n}{N^2} \frac{\partial M^2}{\partial y} - \frac{\beta k}{\bar{\omega}} + \frac{i k n M^2 \beta y}{N^2 \bar{\omega}} - \frac{\beta^2 n^2}{N^2} y^2 \right) V = 0 \quad (19)$$

为方便起见,令

$$\sigma = M^2/N^2 = (\partial \Theta / \partial y) / (\partial \Theta / \partial x) \quad (20)$$

由于 N^2 为常数,因此 σ 为表征基本位温场 (Θ) 经向分布特征的无量纲参数。从方程(19)中可以看出 i 与 M^2 是密切相关的,若 $M^2 = 0$,方程(19)描写的波动是稳定的,即是前面讨论的一种简单情况;若 $M^2 \neq 0$,方程(19)描写的波动可能是不稳定的,此时波动频率可分为实部 ω_r 和虚部 ω_i ,振幅也可分为实部 V_r 和虚部 V_i ,方程(19)也相应地可变为两个方程组,然后在实数范围内再作变换将这两个方程化为含有 Weber 方程算子的方程,将 V_r 和 V_i 按类似于式(14)的 Weber-Hermite 函数展开代入方程组并利用式(15)和(16),最后可求得波动频率 ω 及其增长率 ω_i (详细过程可参阅文献[13])。这与我们下面在复数范围内可直接将方程(19)在边界条件(8)下的非零解化为 Weber 方程的本征问题所得到的结果大体上是相同的。我们首先作变换: $V(y) = \Pi(y) \exp[-(i\sigma n/2)y]$ 来消去其一阶导数项,则相应的方程(19)可以变为

$$\frac{d^2\Pi}{dy^2} + \left(\frac{\sigma^2 n^2}{4} + in \frac{\partial\sigma}{\partial y} - \frac{\beta k}{\omega} + \frac{\beta kn\sigma}{\omega} y - \frac{\beta^2 n^2}{N^2} y^2 \right) \Pi = 0 \quad (21)$$

然后再作变换

$$X = y - \frac{i\sigma k N^2}{2\beta\omega n} \quad \xi = \frac{\beta}{c_1} X \quad (22)$$

变换中 i 的可视为数学符号而不影响本文所要讨论物理问题的本质。那么方程(21)和边界条件(8)则化为以下 Weber 方程的本征值问题

$$\begin{cases} \frac{d^2\Pi}{d\xi^2} + \left[\frac{c_1}{\beta} \left(\frac{\sigma^2 n^2}{4} - \frac{\sigma^2 k^2 N^2}{4\omega^2} + in \frac{\partial\sigma}{\partial y} - \frac{\beta k}{\omega} \right) - \xi^2 \right] \Pi = 0 \\ \Pi_{\xi \pm} = 0 \end{cases} \quad (23)$$

其本征值为

$$\frac{c_1}{\beta} \left(\frac{\sigma^2 n^2}{4} - \frac{\sigma^2 k^2 N^2}{4\omega^2} + in \frac{\partial\sigma}{\partial y} - \frac{\beta k}{\omega} \right) = 2m + 1 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (24)$$

这就是该假定条件下模式中波动的频率方程。由于我们主要考虑的是低频赤道长 Rossby 波,故可略去含有 $\tilde{\omega}^2$ 的项,可得到基本位温场经向变化($M^2 = 0$)时,赤道长 Rossby 波动频率为

$$\omega = k\bar{u} - \frac{k c_1 [(2m + 1) - (\sigma^2 n^2 c_1) / (4\beta)] + i n c_1 (\partial\sigma / \partial y) / \beta}{[(2m + 1) - (\sigma^2 n^2 c_1) / (4\beta)]^2 + [n c_1 (\partial\sigma / \partial y) / \beta]^2} \quad (25)$$

由此可见,赤道长 Rossby 波动的传播速度与基本位温场的经向分布特征 σ 有关,而且当 $\partial\sigma / \partial y = 0$ (即 $\partial^2\theta / \partial y^2 = 0$) 时, Rossby 波动是不稳定的。

(3) 上面两种情况的定性分析表明,当基本气流在垂直切变或者基本位温场 $\partial^2\theta / \partial y^2 = 0$ 时,都可以导致赤道长 Rossby 波动不稳定。然而,这两种情况前提条件的假设是不合适的。这是因为既然有基本位温场 $\theta(y, z)$ 和基本位势场 $\bar{\Phi}(y, z)$, 就应该有基本风场及其切变与之相匹配。我们已假定基本位温场和基本位势场满足式(3), 那么由式(3)和式(5)中的第2式可得

$$\beta y \bar{u} / \bar{\alpha} = - (g / \theta_0) \partial\bar{\Phi} / \partial y = M^2 \quad (26)$$

这有点类似于中纬度大尺度运动的热成风关系,即有 $M^2 = \alpha\beta y$ 。由此可见,基本位温场经向变化与基本气流的垂直切变是相互依存的关系。显然,令 $M^2 = 0, \alpha = 0$ 和 $M^2 = 0, \alpha = 0$ 来分别讨论基本气流的垂直切变和基本位温场经向变化对赤道长 Rossby 波动的影响是不合适的。由式(20)和式(26),可得

$$\sigma = M^2 / N^2 = \alpha\beta y / N^2 \Rightarrow \alpha = (N^2 \partial\sigma / \partial y) / \beta \quad (27)$$

因此,方程(7)可改写为

$$\frac{d^2 V}{dy^2} + \frac{\alpha(2in\tilde{\omega} + \alpha k)}{\tilde{\omega}} \frac{dV}{dy} + \left[\frac{\partial\sigma}{\partial y} \left(in + \frac{\alpha k}{\tilde{\omega}} \right) - \frac{\beta k}{\tilde{\omega}} + \frac{in\beta k\sigma}{\tilde{\omega}} y - \frac{\beta^2 n^2}{N^2} y^2 \right] V = 0 \quad (28)$$

为了求解方程(28),首先我们可以作如下变换:

$$V(y) = V^*(y) \exp\{[-(2in\tilde{\omega} + \alpha k)\sigma / 2\tilde{\omega}]y\} \quad (29)$$

来消去其一阶导数项,则相应的式(28)可变为

$$d^2 V^* / dy^2 + \left[-\frac{\sigma^2}{4} \left(2in + \frac{\alpha k}{\tilde{\omega}} \right)^2 + \frac{\partial\sigma}{\partial y} \left(in + \frac{\alpha k}{\tilde{\omega}} - \frac{\beta k}{\tilde{\omega}} + \frac{i\beta kn\sigma}{\tilde{\omega}} y - \frac{\beta^2 n^2}{N^2} y^2 \right) \right] V^* = 0 \quad (30)$$

然后再作式(22)变换,那么方程(30)和边界条件(8)则化为以下 Weber 方程的本征值问题

$$\left\{ \frac{d^2 V^*}{d\xi^2} + \left\{ \frac{c_1}{\beta} \left[-\frac{\sigma^2}{4} (2in + \frac{\alpha k_i^2}{\bar{\omega}}) - \frac{\sigma^2 k^2 N^2}{4\bar{\omega}^2} + \frac{\partial \sigma}{\partial y} (in + \frac{\alpha k_i}{\bar{\omega}}) - \frac{\beta k}{\bar{\omega}} \right] - \xi^2 \right\} V^* = 0 \right. \\ \left. V^*_{\xi \pm} = 0 \right. \quad (31)$$

基本征值为

$$\frac{c_1}{\beta} \left[-\frac{\sigma^2}{4} (2in + \frac{\alpha k_i}{\bar{\omega}})^2 - \frac{\sigma^2 k^2 N^2}{4\bar{\omega}^2} + \frac{\partial \sigma}{\partial y} (in + \frac{\alpha k_i}{\bar{\omega}}) - \frac{\beta k}{\bar{\omega}} \right] = 2m + 1 \\ (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (32)$$

方程(32)就是我们所要讨论问题的频率方程,它描述了波动频率 $\bar{\omega}$ 与纬向波数 k 、经向波数 m 、基本气流直切变 α 和基本位温场分布特征 σ 之间的关系。由此可见,我们可利用式(32)来分析基本位温场 θ 和基本气流垂直切变 α 对热带大气低频 Rossby 波动运动的影响,略去含有 $\bar{\omega}^2$ 项以滤掉高频波并利用式(27)和 $c_1 = N/n$,则有

$$\omega = k\bar{u} - \frac{kc_1 [1 - (\alpha/N)^2 + i\alpha n \sigma^2 / \beta]}{(2m+1) - \sigma^2 n N / \beta - i\alpha N} \quad (33)$$

由此可见,当基本气流 \bar{u} 存在垂直切变($\alpha \neq 0$)变时,赤道长 Rossby 波动是不稳定,它要从基本气流中获得能量而不稳定发展变化。如果基本气流 \bar{u} 无垂直切变,即 $\alpha = 0$,但是 $\sigma \neq 0$ (即 $\frac{\partial \theta}{\partial y} \neq 0$),则式(33)变为

$$\omega = k\bar{u} - \frac{kc_1}{(2m+1) - \sigma^2 n N / \beta} \quad (34)$$

显然,赤道长 Rossby 波动是稳定的,但其传播速度仍然与基本位温场的经向温差 σ (即 $\frac{\partial \theta}{\partial y}$) 有关。依据式(33),我们首先可以求出 Rossby 波动圆频率的实部 ω 和虚部 ω ,然后通过简单的数值计算来说明基本气流 \bar{u} 垂直切变对赤道 Rossby 波动纬向传播的影响。

$$c_x = \frac{\omega}{k} = \bar{u} - \frac{c_1 \{ [1 - (\alpha/N)^2] [(2m+1) - \sigma^2 n N / \beta] - n(\alpha\sigma)^2 / \beta N \}}{[(2m+1) - \sigma^2 n N / \beta]^2 + (\alpha N)^2} \quad (35)$$

取 $\bar{u} = 10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $\beta = 2.3 \times 10^{-11} \text{ m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $N = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, 半地转近似保留超长尺度的赤道 Rossby 波,故可取其纬向波长远大于其垂直波长,即 $k = 10^{-7} \text{ m}^{-1}$, $n = 10^{-3} \text{ m}^{-1}$; 依据热带大气运动的尺度分析可知 σ 的值很小^[14],这里取在某纬度 $\sigma = 10^{-3}$ 。图 1 就是赤道 Rossby 波的相速度 c_x 随基流切变参数 α 的变化,显然,基流切变可导致赤道 Rossby 波纬向传播方向改变。

4 结 论

本文应用赤道 β 平面近似斜压大气半地转模式,在热力学方程中引入表征基本位温场(θ)经向分布特征的无量纲参数 σ ,对线性化的扰动方程进行了频率分析,研究基本位温场经向变化和基本气流垂直切变对热带大气运动中纬向超长尺度 Rossby 波动的影响,并指出单独考虑气流直切变或者基本位温场变化的作用是不合适的。定性分析结果表明,基本位温场 $\frac{\partial \theta}{\partial y} \neq 0$ (经向温差)必然有基本气流垂直切变与其相匹配,基本气流垂直切变将导致 Rossby 波动不稳定并影响其纬向传播速度。本文研究了波-流之间的线性相互

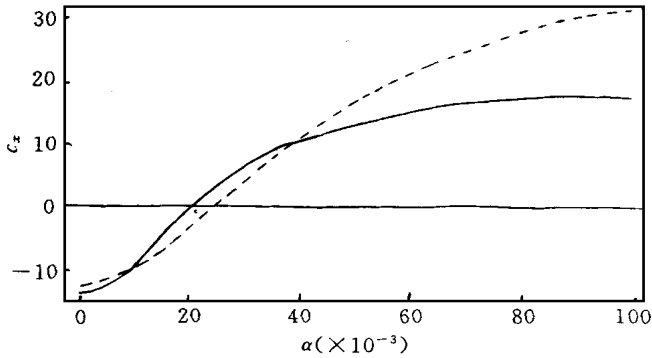


图1 赤道 Rossby 波的相速度 c_x 随基流切变参数 α 的变化
(实线为 $m=1$; 虚线为 $m=2$)

作用, 未考虑波-流、波-波非线性相互作用。当波动的传播速度与扰动风速相当时, 非线性影响将在波动力常中起重要作用。Domaracki 和 Losech^[15] 曾指出在有限振幅的赤道波共振三波中, 高频波的不稳定可以造成另外两外低频波的发展。即在一定的波数域中, 波与波之间的非线性相互作用引起的不稳定可以是激发热带大尺度波的一个重要的机制。因此, 波-流之间的非线性相互作用对 Rossby 波动的影响也值得进一步研究。

参考文献

- 1 Charney J G. A note on large-scale motions in the tropics. *J Atmos Sci*, 1963, 20: 607- 609
- 2 Matsuno T. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, *J Meteor Soc Japan*, 1966, 44: 25- 43
- 3 Kuo H L. Instability theory of large-scale disturbances in the tropics. *J Atmos Sci*, 1975, 32: 2229- 2245
- 4 李麦村, 姚棣荣. 热带大气运动的长波和超长波(一). *大气科学*, 1981, 5(1): 113- 122
- 5 李麦村, 姚棣荣. 热带大气运动的长波和超长波(二). *气象学报*. 1981, 39(1): 36- 43
- 6 Boyd J P. The effects of latitudinal shear on equatorial waves. Part 1: Theory and methods. *J Atmos Sci*, 1978a, 35: 2236- 2258
- 7 Boyd J P. The effects of latitudinal shear on equatorial waves. Part 2: Application to the atmosphere. *J Atmos Sci*, 1978b, 35: 2259- 2267
- 8 Boyd J P, Christidis Z D. The algebraic decay of equatorial Rossby waves in a shear flow. *Dyn Atmos Oceans*, 1987, 11: 139- 151
- 9 Zhang C D, Webster P J. Effects of zonal flows on equatorial Rossby waves. *J Atmos Sci*, 1989, 46: 3632- 3652
- 10 周紫东, 狄新武, 杜行远. 赤道地区大气波动的理论分析. *中国科学*, 1980, 23, 475 ~ 484
- 11 伍荣生. *大气科学*. 北京: 气象出版社, 1990, 288 ~ 290
- 12 Wang B, Rui H. Dynamics of the coupled moist Kelvin-Rossby wave on an equatorial β -plane. *J Atmos Sci*, 1990, 47: 397- 413
- 13 赵强. 地形对热带大气超长尺度 Rossby 波动的影响. *热带气象学报*, 1997, 13(2): 140 ~ 145
- 14 巢纪平, 伍荣生. 热带大运动的尺度分析. *大气科学*, 1980, 2(1): 103 ~ 110
- 15 Domaracki A, Loesch A Z. Nonlinear interactions among equatorial waves. *J Atmos Sci*, 1977, 34: 486- 498

INFLUENCE OF THE SHEARED BASIC FLOWS ON LONG EQUATORIAL ROSSBY WAVES

Zhao Qiang Liu Shikuo

(*Department of Geophysics, Peking University, Beijing, 100871*)

Abstract

A simple baroclinic semi-geostrophic model on an equatorial β -plane is employed to study the effects of the vertical shear of the basic zonal geostrophic flow and the variation of the basic potential temperature on the long equatorial Rossby waves. A dimensionless parameter δ is introduced to represent the variation of the basic potential temperature field, in the thermodynamics equation. Theoretical analyses show that the vertical shear of the basic flow will cause instability of the long equatorial Rossby waves and affect the propagation speed of the Rossby waves.

Key words: Equatorial rossby waves, Instability, Atmosphere wave.