

大气准两年振荡对赤道行星波上传的影响*

马骏 陈培仁

(中国科学院空间科学与应用研究中心, 北京 100080)

摘 要

本文讨论了热带大气行星波在 QBO 风场中向上传播的规律, 并运用数值模拟的方法, 得到了开尔文波和混合罗斯贝重力波在 QBO 不同相位下交替上传的结果, 试图用 QBO 对行星波的调制解释 QBO 在日地相关性中的作用。

关键词 大气准两年振荡, 行星波上传, 调制

一、引 言

大气准两年振荡 (QBO) 是赤道带低平流层纬向风场的长周期振荡^[1,2]。Holton 和 Lindzen^[3,4] 首先阐明了其形成机制是源于垂直传播的低纬长周期行星波与纬向风相互作用的结果。Plumb^[5] 就风场切变面的向下传播以及粘滞作用的重要性等问题对 QBO 的形成理论做了重要补充。近年来, 有关 QBO 影响太阳活动与大气层中物理参数的相关性研究又有了新的突破^[6,7]。

大气准两年振荡只局限在赤道低平流层区域, 然而这许多观测结果表明, 它的影响却遍及全球, 并且一直可以达到电离层高度^[7]。这种现象背后的物理机制目前还不清楚, 本文研究了 QBO 对赤道行星波传播的影响, 为揭示其物理背景迈出了尝试性的一步。

由于准两年振荡本身是波流相互作用的结果, 人们自然而然地想到用数值模拟的办法来检验和发展它的理论。在早期, 人们用一维模型来模拟纬向平均流场随高度和时间的演化, 成功地模拟出了准两年振荡的基本特征^[4,5]。进而又进行了二维数值模拟, 得到了准两年振荡的纬向结构^[9]。最近又有了准两年振荡的三维数值模型^[10], 它不仅模拟了准两年振荡现象的纬向结构、经向结构、随时间的演化过程以及行星波的传播特征, 还增加了对行星波之间相互作用的考虑。在以往有关准两年振荡的数值模拟中, 都包含有时间变量, 得到了准两年振荡的变化特征。而本文把准两年振荡的东风相和西风相的纬向风场直接作为固定的背景条件, 模拟行星波上传的特征。

根据准两年振荡的形成理论, 准两年振荡的动量来源于对上传行星波动量的吸收。主要是指两种低纬大尺度行星波, 即向西行的混合罗斯贝重力波 (Rossby-gravity Wave) 和向东行的开尔文波 (Kelvin Wave)。我们分别选定一种波作为代表来进行计算。再推广到一般的行星波。

西行两日波是新近发现的一种大气长周期振荡^[11], 现在人们已普遍认为这是一种混

* 国家自然科学基金资助项目。

本文于 1993 年 3 月 25 日收到。

合罗斯贝重力波. Salby 分析了其观测特征, 认为西行两日波是纬向, 径向波数均为 3 的混合罗斯贝重力波^[12], 而分析低纬赤道带垂测台网的测量结果, 则表明西行两日波的纬向波数为 2 的出现几率更大^[13]. 对于开尔文波, 其纬向波数为 1—3, 波的结构对赤道对称, 随纬度衰减^[14]. 我们在计算中采用的是能够穿过对流层向上传播的高频开尔文波.

二、原始方程及数值模式

本文借用 Salby 的方法^[15], 研究纬向平均流场中行星波扰动的稳定形式. 线性化扰动原始方程为

$$\begin{aligned} \frac{D u'}{D t} - 2(\Omega + A) \sin \phi v' + \left(\frac{\partial A}{\partial \phi} v' + a \frac{\partial A}{\partial z} w' \right) \cos \phi \\ = - \frac{1}{\rho_0 a \cos \phi} \frac{\partial p'}{\partial \lambda} - \left(\frac{F_\lambda}{\rho} \right)', \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{D v'}{D t} + 2(\Omega + A) \sin \phi u' = - \frac{1}{\rho_0 a} \frac{\partial p'}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho_0^2 a} \frac{\partial p_0}{\partial \phi} \rho' + \left(\frac{F_\phi}{\rho} \right)', \quad (2)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = -\rho' g, \quad (3)$$

$$\frac{D \rho'}{D t} + \frac{1}{a} \frac{\partial \rho_0}{\partial \phi} v' + \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w' + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{D p'}{D t} + \frac{1}{a} \frac{\partial p_0}{\partial \phi} v' + \frac{\partial p_0}{\partial z} w' = \gamma g H \left(\frac{D \rho'}{D t} + \frac{1}{a} \frac{\partial \rho_0}{\partial \phi} v' + \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w' \right) \\ + (\gamma - 1) \rho_0 q', \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} \frac{D}{D t} &= \frac{\partial}{\partial t} + A(\phi, z) \frac{\partial}{\partial \lambda}, \\ \nabla \cdot \mathbf{v} &= \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos \phi v') + \frac{\partial w'}{\partial z}, \end{aligned}$$

λ 和 ϕ 分别是经度和纬度, a 是地球半径. 扰动量和背景量分别用上标“'”和下标“0”示出, Ω 为地球的角速度, 而 $A(\phi, z) = u_0(a \cos \phi)^{-1}$ 是大气的局地角速度. γ 为比热, $H(\phi, z) = RT_0 g^{-1}$ 是局地标高, R 为气体常数, q' 为单位质量气体加热率. $(\mathbf{F}'/\rho)'$ 代表粘滞应力的散度, 在这里以 Raleigh 摩擦表示:

$$\left(\frac{\mathbf{F}'}{\rho} \right)' = - \frac{\nu_e}{\bar{H}^2} \mathbf{v},$$

ν_e 为涡旋扩散率.

$q' = q'_t + q'_R$ 为牛顿冷却项, $q'_t = -f(c_v \nu_e / \bar{H}^2) T'$, c_v 为定容比热, f 为热动力常数, 对于空气约等于 1.9. $q'_R = -\alpha c_v T'$, 为辐射阻尼项, α 为冷却系数.

上面这组方程和下面的线性化状态方程及压强关系组成一个闭合方程组.

$$p' = \rho_0 R T' + g H \rho', \quad (6)$$

$$p_0(\phi, z) = p_0(\phi, 0) e^{-\xi}, \quad \xi = \int_0^z \frac{dz'}{H}. \quad (7)$$

假设扰动具有形式 $e^{i(m\lambda - \sigma t)}$, 纬向波数为 m , 实频率为 σ . 而相对于流动背景的本征频率为 $\omega(\phi, z) = \sigma - mA(\phi, z)$.

按以下形式进行无量纲化:

$$\tilde{u} = u'/\bar{u}, \quad \tilde{v} = v'/\bar{u}, \quad \tilde{w} = w'/\epsilon\bar{u},$$

$$\tilde{\omega} = \omega/2\Omega, \quad \tilde{p} = \frac{1}{\eta R_0} (p'/p_0),$$

$$\tilde{\rho} = \frac{1}{\eta R_0 \bar{H}} \left(\frac{\rho'}{\rho_0} \right), \quad \zeta = z/\bar{H}, \quad \tilde{H} = H/\bar{H},$$

$$\tilde{A} = A/\bar{A}, \quad \tilde{q} = q'/g \frac{\epsilon\bar{u}}{\kappa},$$

$$\tilde{v} = v_e/\bar{H}^2(2\Omega), \quad \tilde{\alpha} = \alpha/(2\Omega),$$

其中 $\epsilon = \bar{H}/a = O(10^{-3})$ 是垂直方向与水平方向的尺度比,

$$\kappa = (\gamma - 1)/\gamma, \quad \eta = (2\Omega)^2 a^2 / g \bar{H} = O(10)$$

为平均标高 $\bar{H}$ 下的 Lamb 参数, $R_0 = \bar{u}/2\Omega a$ 为扰动 Rossby 数.

本征频率变为 $\tilde{\omega}(\phi, \zeta) = \tilde{\sigma} - \bar{R}_0 m \tilde{A}$, $\tilde{\sigma} = \sigma/2\Omega$, 背景 Rossby 数为

$$\bar{R}_0 = \bar{A}/2\Omega = O(10^{-1})$$

本文采用等温大气的假定, 只考虑风场的变化. 则有 $\zeta = \xi$, $\tilde{H} = 1$. 合并扰动方程组, 用 $\tilde{p}$ 表示速度项:

$$\begin{cases} \tilde{u} = U[\tilde{p}] = A_u \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \zeta} + B_u \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \mu} + C_u \tilde{p} + D_u, \\ \tilde{v} = V[\tilde{p}] = A_v \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \zeta} + B_v \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \mu} + C_v \tilde{p} + D_v, \\ \tilde{w} = W[\tilde{p}] = A_w \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \zeta} + B_w \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \mu} + C_w \tilde{p} + D_w, \end{cases}$$

其中 $\mu = \sin \phi$,

$$A_u = \bar{R}_0 (1 - \mu^2)^{1/2} \eta \frac{\partial \bar{A}}{\partial \zeta} \tilde{\omega} \left[\tilde{\omega} + \frac{i}{\gamma} (\tilde{\alpha} + f\tilde{v}) \right] / \Delta,$$

$$B_u = (1 - \mu^2)^{1/2} \kappa \tilde{\mu} / \Delta,$$

$$C_u = \tilde{\omega} \kappa \left[\frac{m}{(1 - \mu^2)^{1/2}} - \bar{R}_0 (1 - \mu^2)^{1/2} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial \zeta} \eta \tilde{\omega} \right] / \Delta,$$

$$D_u = 0,$$

$$A_v = -i \bar{R}_0 (1 - \mu^2)^{1/2} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial \zeta} \hat{\mu} \eta \left[\tilde{\omega} + \frac{i}{\gamma} (\tilde{\alpha} + f\tilde{v}) \right] / \Delta,$$

$$B_v = -i \tilde{\omega} \kappa (1 - \mu^2)^{1/2} / \Delta,$$

$$C_v = -i \hat{\mu} \kappa \left[\frac{m}{(1 - \mu^2)^{1/2}} - \bar{R}_0 (1 - \mu^2)^{1/2} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial \zeta} \eta \tilde{\omega} \right] / \Delta,$$

$$D_v = 0,$$

$$A_w = i \eta (\tilde{\omega}^2 - \hat{\mu} \tilde{\mu}) \left[\tilde{\omega} + \frac{i}{\gamma} (\tilde{\alpha} + f\tilde{v}) \right] / \Delta,$$

$$B_w = 0,$$

$$C_w = -i\eta\kappa\tilde{\omega}(\tilde{\omega}^2 - \hat{\mu}\tilde{\mu})/\Delta,$$

$$D_w = 0.$$

其中

$$\hat{\mu} = \mu(1 + 2\bar{R}_0\tilde{A}), \quad \tilde{\mu} = \hat{\mu} - \bar{R}_0(1 - \mu^2)\frac{\partial\tilde{A}}{\partial\mu},$$

$$\hat{\omega} = \tilde{\omega} + i\tilde{\nu}, \quad \Delta = \kappa(\hat{\omega}^2 - \hat{\mu}\tilde{\mu}).$$

则扰动方程组可以压缩成如下以 $\tilde{p}$ 为变量的单一方程:

$$A\frac{\partial^2\tilde{p}}{\partial\zeta^2} + B\frac{\partial^2\tilde{p}}{\partial\zeta\partial\mu} + C\frac{\partial^2\tilde{p}}{\partial\mu^2} + D\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\zeta} + E\frac{\partial\tilde{p}}{\partial\mu} + F\tilde{p} = G, \quad (8)$$

其中

$$A = -iA_w,$$

$$B = -i(1 - \mu^2)^{1/2}A_v - iB_w,$$

$$C = -i(1 - \mu^2)^{1/2}B_v,$$

$$D = \tilde{\omega}\eta + iA_w + \frac{m}{(1 - \mu^2)^{1/2}}A_u - i\frac{\partial}{\partial\mu}[(1 - \mu^2)^{1/2}A_v] - i\frac{\partial A_w}{\partial\zeta} - iC_w,$$

$$E = iB_w + \frac{m}{(1 - \mu^2)^{1/2}}B_u - i\frac{\partial}{\partial\mu}[(1 - \mu^2)^{1/2}B_v] - i(1 - \mu^2)^{1/2}C_v - i\frac{\partial B_w}{\partial\zeta},$$

$$F = -\tilde{\omega}\eta + iC_w + \frac{m}{(1 - \mu^2)^{1/2}}C_u - i\frac{\partial}{\partial\mu}[(1 - \mu^2)^{1/2}C_v] - i\frac{\partial C_w}{\partial\zeta},$$

$$G = 0.$$

在给定的纬度高度截面里选用双二次样条函数进行模拟,就是把方程的解通过样条函数从解空间投射到有限维的子空间.由于这种映射的近似性,需要把解展开成样条空间的一系列母函数之和.

$$\tilde{p} = \sum_k c_k \Phi_k(\phi, \zeta),$$

其中 c_k 为复数.

在本文采用的模式中,模拟区域的垂直高度为 0 到 20 标高,纬度范围为 -90° 到 $+90^\circ$.为了简化计算,采用均匀网格,网格的水平间距为 3.6° ,垂直间距为 1.1 标高.我们选用标准化的 B 样条函数的乘积做为母函数.在一维情况下, m 等分的第 i 项标准化双二次 B 样条函数为:

$$N_i(\phi) = (\phi_{i+3} - \phi_i) \sum_{k=i}^{i+3} \frac{(\phi_k - \phi)_+^2}{\prod_{j=i, j \neq k}^{i+3} (\phi_k - \phi_j)},$$

$$i = 1, 2, \dots, m+2,$$

$$y_+^2 = \begin{cases} y^2, & y > 0 \\ 0, & y \leq 0. \end{cases}$$

其中 $\{\phi_k\}_{k=i-1}^{i+3}$ 是“增广”区域,它是把原始网格区域向两端各延长两个单位形成的.从上式可知区域中每一点的值都与三个连续的母函数有关.

本文处理的是二维问题,可以看成是两个一维区域的笛卡尔乘积:

$$\Phi_k(\phi, \zeta) = N_i(\phi)N_j(\zeta).$$

这样每个 B 样条函数覆盖 9 个矩形区域, 即区域中的每一点的值与 9 个母函数有关. 设两个一维网格数分别为 m 和 n , 则共有 $(m+2)(n+2)$ 个 B 样条函数的乘积. 把(9)式代入到方程(8)及边界条件中, 就得到 $(m+2)(n+2)$ 个方程, 解出 $(m+2)(n+2)$ 个复数 c_k , 再回到(9)式中, 就可求出区域中任何一点的 c_k 值. 边界条件要求 $\tilde{p}$ 在两极为零. 在底边给一个初始小扰动, 上边界条件不能事先确定, 它随解的情况而变化. 我们上部加上强阻尼, 这如同在顶部加上了一个盖子, 使得扰动能量在顶部衰减得很快. 假定阻尼只随高度变化^[15], 分别取

$$\begin{aligned} \nu_e &= 1 + 0.02e^{0.66\zeta}, \\ \alpha &= 0.35e^{-[0.31(\zeta-8)]^2}. \end{aligned}$$

在计算中风场用 $\bar{A} = 0.165Q$ ($\bar{R}_0 = 0.083$) 来无量纲化. 对于混合罗斯贝重力波, 其下边界扰动用非对称形式, 而对于开尔文波, 则用对称形式, 这时方程(8)仍有一个自由参量 $\tilde{\sigma}_e, \tilde{\sigma}_e = \tilde{\omega}_{mn} + \bar{R}_0 m \bar{A}, \tilde{\omega}_{mn}$ 的近似值可以查表^[17], 要确定 $\tilde{\sigma}_e$ 的精确值, 定义扰动能量在 10 标高以内的积分值

$$G = \int_V \langle E \rangle dV.$$

角扩号表示纬向平均, 总能量密度是

$$\langle E \rangle = \frac{1}{2} \rho_0 |\mathbf{v}_k|^2 + \frac{|\mathbf{p}'|^2}{2\gamma p_0} + \frac{\rho_0 g}{\partial S_0 / \partial z} \frac{|s'|^2}{2c_p}$$

s' 是扰动熵值, 写成无量纲形式

$$\begin{aligned} \langle \tilde{E} \rangle &= \frac{\langle E \rangle}{\rho_0(0) \tilde{z}^2 / 2} \\ &= \frac{1}{\tilde{H}} e^{-\xi} \left\{ |U[\tilde{p}]|^2 + |V[\tilde{p}]|^2 + \eta \left[\frac{1}{\gamma} |\tilde{p}|^2 + \frac{1}{\left(\frac{\partial \tilde{H}}{\partial \xi} + \kappa \right)} \left| \tilde{H} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \xi} - \kappa \tilde{p} \right|^2 \right] \right\}, \end{aligned}$$

利用 $G(\sigma)$ 的最大值来寻找 σ 的共振值. 用解析函数法建立纬向平均风场^[16].

$$\begin{aligned} \bar{U}(\phi, \zeta) &= \cos \phi \sum_i v_i, \quad i = 1, 2, \dots, i_n, \\ v_i &= u_i \operatorname{sech}[B_i(\phi - \phi_i)] \operatorname{sech}[A_i(\zeta - \zeta_i)]. \end{aligned}$$

为了控制最大风区上下左右的不同变化, B_i 在 ϕ_i 左右取不同的值, A_i 在 ζ_i 上下取不同的值.

三、结果和讨论

分别以夏至时 QBO 东风相和西风相的纬向风场为背景风场计算行星波的传播过程. 分别计算了行星波在背景风场下传播的相对振幅强度和能量密度 (分别用底边的值进行了无量纲化). 图 1 和图 2 分别显示了混合罗斯贝重力波和开尔文波的计算结果. 从图上可以看出: 混合罗斯贝重力波在 QBO 西风相上传容易, 而在 QBO 东风相上传困难. 开尔文波则显示了相反的情形, 在 QBO 东风相上传容易, 在 QBO 西风相上传困难. 这说明混合罗斯贝重力波作为西向动量源在 QBO 东风相被吸收, 而开尔文波作为

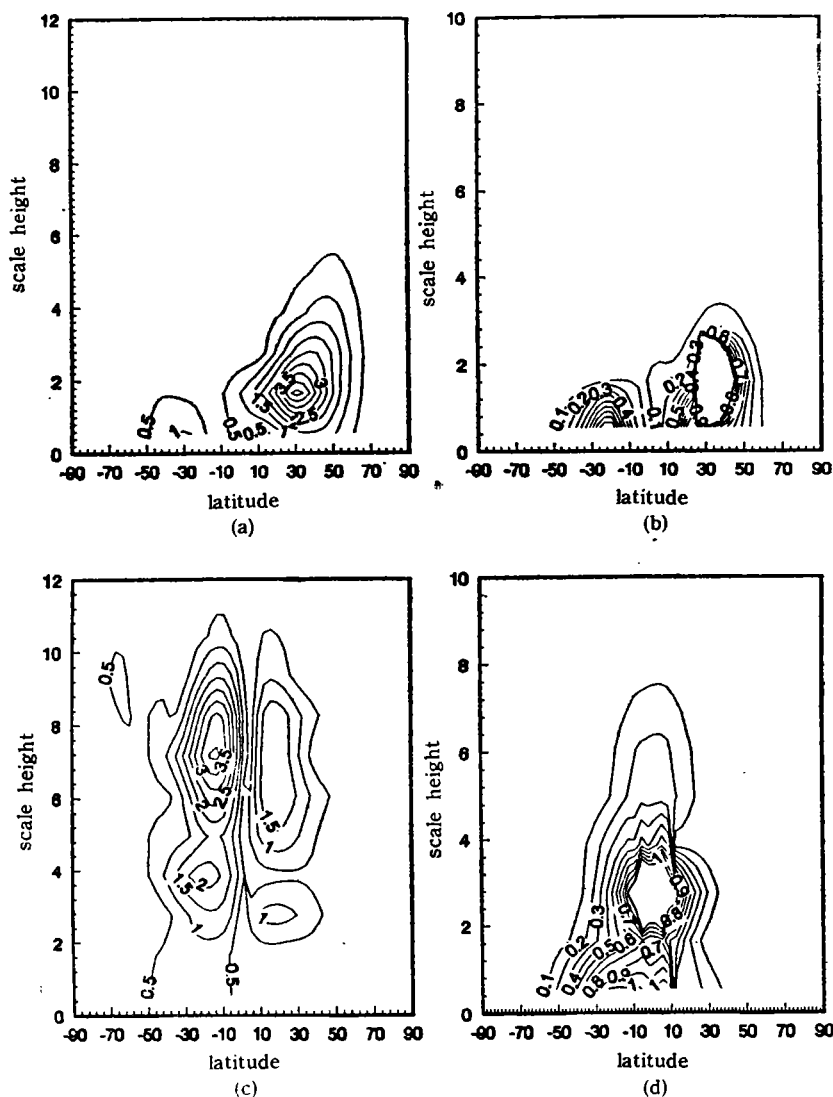


图1 QBO 东风相背景下混合罗斯贝重力波(波数3)的振幅(a)和能量密度(b)的纬度高度分布图。QBO 西风相背景下混合罗斯贝重力波(波数3)的振幅(c)和能量密度(d)的纬度高度分布图

Fig. 1 Rossby-gravity wave (wave number 3) in the QBO's easterly phase, (a) height amplitude, (b) energy density; and in the QBO's westerly phase, (c) height amplitude, (d) energy density.

东向动量源在 QBO 西风相被吸收。

这里需要说明的是,本文所模拟的开尔文波已不是作为 QBO 动量源的开尔文波,因为这种开尔文波随高度衰减很快。我们选用的是具有相同色散关系的高频开尔文波^[8]。

这里虽然是从混合罗斯贝重力波和开尔文波得出的结论,仔细分析我们所用的扰动模式,可以把该结论推广到其它西行的罗斯贝波和东行的重力波,它们在 Longuet-Higgins 的分析中,同属于大气振荡中的简正模 (Normal Mode),其传播同样受到准两

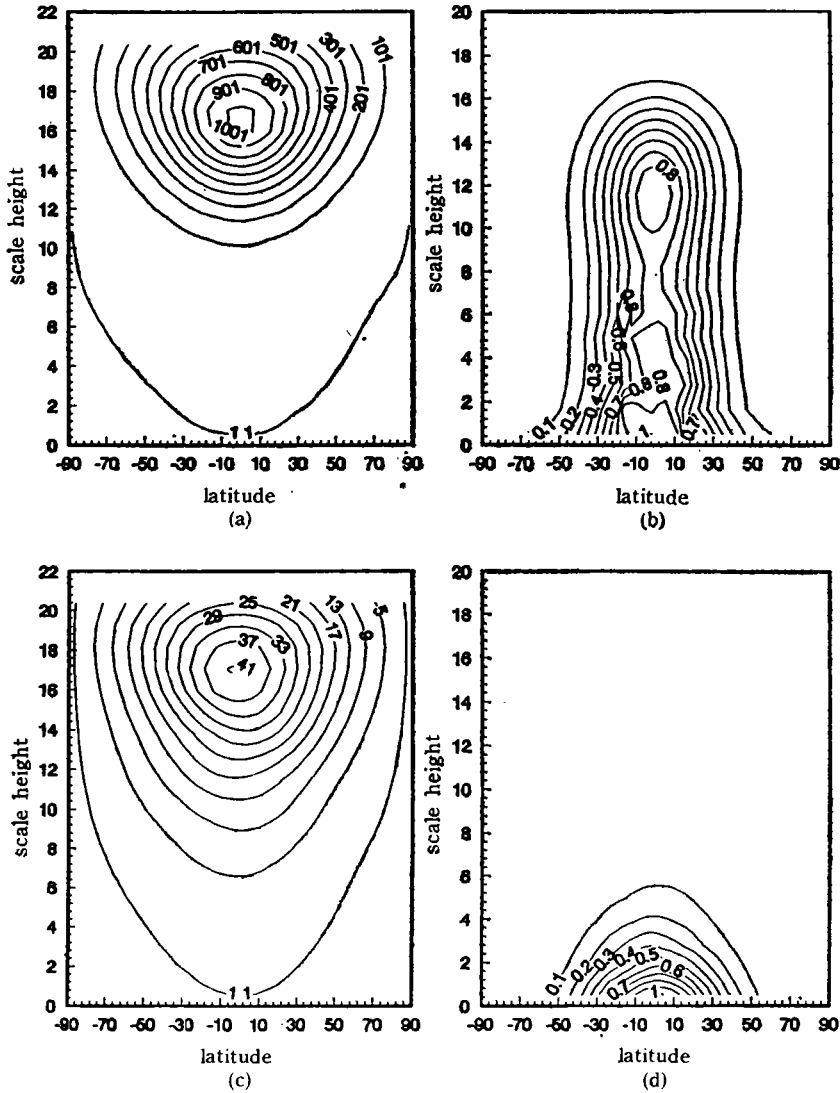


图 2 QBO 东风相背景下开尔文波(波数 1)的振幅(a)和能量密度(b)的纬度高度分布图。
QBO 西风相背景下开尔文波(波数 1)的振幅(c)和能量密度(d)的纬度高度分布图。
Fig. 2 Kelvin wave (wave number 1) in the QBO's easterly phase, (a) height amplitude, (b) energy density; and in the QBO's westerly phase, (c) height amplitude, (d) energy dehsity

年振荡的调制,也就是西行的波(Easterly Wave)在 QBO 西风相容易上传而东行的波(Westerly Wave)在 QBO 东风相容易上传。

为此又计算了波数为 2 的罗斯贝波在同样背景下的传播情况。其相对振幅强度和能量密度分布如图 3。分析计算结果可以得到与前面类似的结论。仔细比较图 1 和图 3,发现波数 2 的罗斯贝波在不同的背景风场下的能量密度分布的差异没有混和罗斯贝重力波的差异大,同时这两种行星波的纬向分布也有区别,这可能是由于造成这两种大尺度扰动

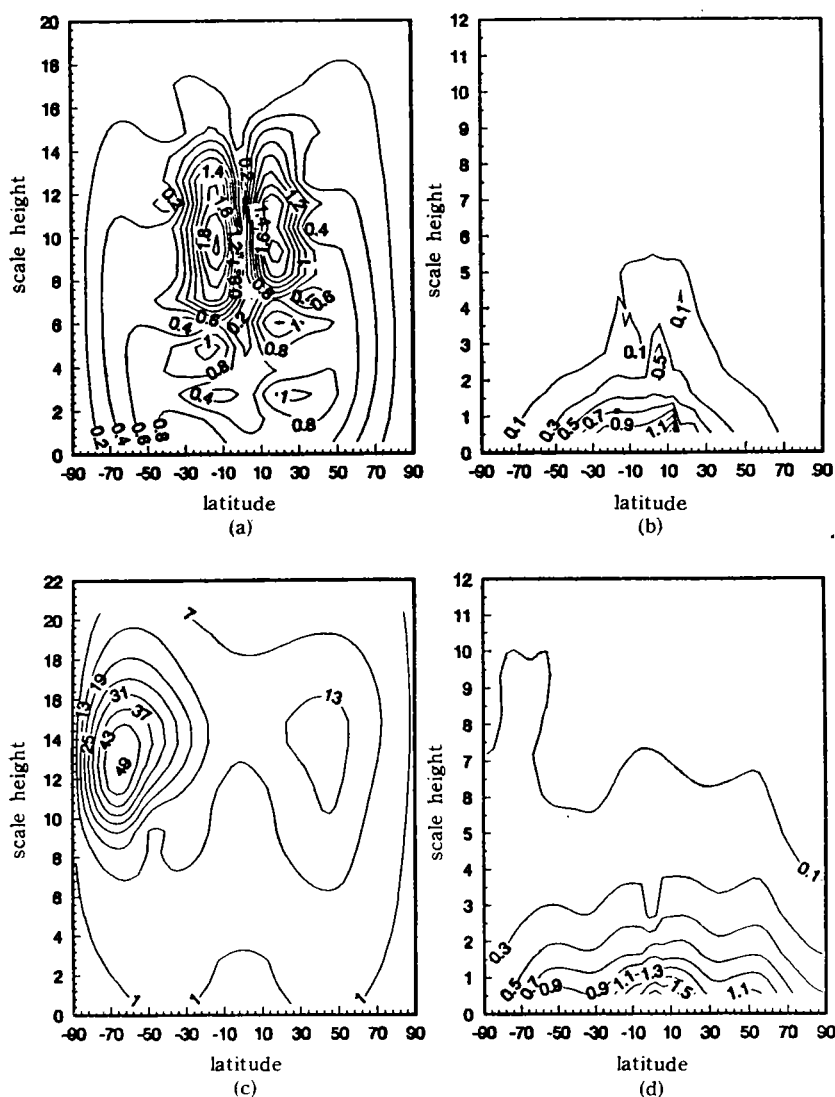


图3 QBO 东风相背景下罗斯贝波(波数2)的振幅(a)和能量密度(b)的纬度高度分布图。
QBO 西风相背景下罗斯贝波(波数2)的振幅(c)和能量密度(d)的纬度高度分布图。

Fig. 3 Rossby wave (wave number 2) in the QBO's easterly phase, (a) height amplitude, (b) energy density; and in the QBO's westerly phase, (c) height amplitude, (d) energy density.

的原因略有不同,混合罗斯贝波是局限于赤道带的波动,而罗斯贝波则不受这种限制。

大气准两年振荡是赤道带低平流层纬向风场的准两年变化,换一个角度也可以说它是行星波向上传播的准两年变化。赤道带低平流层纬向风场的变化似乎很难同诸如臭氧变化、中层大气温度以及赤道异常等地球物理参数的变化联系起来,如果从行星波传播的角度出发,则准两年振荡与太阳活动在大气层中的相关性就变得容易理解得多,因为同准两年振荡相比行星波的传播是更具有全球尺度的现象。以中层大气温度与太阳活动的相

关性为例^[18,19], 在中层地区的冬季 QBO 的东风相下统计, 大气温度与太阳活动在 55km 高度以下呈负相关, 70km 左右呈正相关, 而在 86km 又呈负相关。这种正负相关性在垂直高度上的变化很容易同行星波的垂直传播联系起来, 因为行星波在冬季容易上传。如果把与行星波传播有关动力输运过程和大气成分的辐射加热过程联系起来考虑的话, 应该可以解释 QBO 影响中层大气温度与太阳活动相关性的实质。

总之, 准两年振荡现象对行星波向上传播的调制使得我们对 QBO 影响太阳活动与大气参数的相关性研究变得有路可循。

参 考 文 献

- [1] Reed, R. J., et al., *J. Geophys. Res.*, Vol. **66**, p. 813, 1961.
- [2] Veryard, R. G. and R. A. Ebdon, *Meteor. Mag.*, Vol. **90**, p. 125, 1961.
- [3] Lindzen, R. S. and J. R. Holton, *J. Atmos. Sci.*, Vol. **25**, p. 1095, 1968.
- [4] Holton, J. R. and R. S. Lindzen, *J. Atmos. Sci.*, Vol. **34**, p. 1847, 1977.
- [5] Plumb, R. A., *J. Atmos. Sci.*, Vol. **34**, p. 1847, 1977.
- [6] Labitzke, K and H. Van Loon, *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. **50**, p. 197, 1987.
- [7] Chen, Pei-ren, *Geophys. Res. Lett.*, Vol. **19**, p. 1089, 1992.
- [8] Andrews, D. G., et al., *Middle Atmosphere Dynamics*, Academic Press Inc., 1987.
- [9] Dunkerton, T. J., *J. Atmos. Sci.*, Vol. **42**, p. 1152, 1985.
- [10] Takahashi, M. and B. A. Boville, *J. Atmos. Sci.*, Vol. **49**, p. 1020, 1992.
- [11] Muller, H. G., *Phil. Trans. Roy. Soc.*, **A271**, p. 585, 1972.
- [12] Salby, M. L., *J. Geophys. Res.*, Vol. **86**, p. 9654, 1981.
- [13] 陈培仁, 地球物理学报, 第35卷, 第288页, 1992.
- [14] Salby, M. L., *J. Atmos. Sci.*, Vol. **40**, p. 220, 1983.
- [15] Salby, M. L., *J. Atmos. Sci.*, Vol. **38**, p. 1803, 1981.
- [16] 马瑞平等, 空间科学学报, 第12卷, 第205页, 1992.
- [17] Longuet-Higgins, M.S., *Phil. Trans. Roy. Soc. London.*, **A262**, p. 511, 1968.
- [18] Labitzke, K. and M. L. Chanin, *Annales Geophys.*, Vol. **6**, p. 643, 1988.
- [19] Neumann, A., *J. Atmos. Terr. Phys.*, Vol. **52**, p. 165, 1990.

THE INFLUENCE OF QUASI-BIENNIAL OSCILLATION ON THE EQUATORIAL PLANETARY WAVES

Ma Jun Chen Pei-ren

(Center for Space Science and Applied Research, Academia Sinica, Beijing 100080)

Abstract

From the theory of the occurrence of Quasi-Biennial Oscillation (QBO), we conclude that Kelvin wave and Rossby-gravity wave should propagate upward alternately during the different phase of the QBO. With the results of the numerical simulation, we conform this conclusion. Further more, we reasonably apply this effect on some other planetary waves, and try to find out the association between the QBO and the solar-terrestrial coupling.

Key words Quasi-biennial Oscillation, Planetary waves, Propagation