

赤道以外热带大气中 30—50 天 振荡的一个动力学研究

李 崇 银

(LASG, 中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文的动力学分析和模式大气的计算结果表明,在积云对流加热的反馈作用下,热带大气可以产生一种 CISK-Rossby 型波动.这种波与经典的热带 Rossby 波不同,它既可以向西也能向东移动,而且在热带大气通常的加热情况下其相速度同热带 30—50 天振荡的活动相一致.同时, CISK-Rossby 型波动具有频散特性,其能量频散可以说明 30—50 天大气振荡的二维 Rossby 波列特征.因此可以认为, CISK-Rossby 型波动是赤道以外热带大气 30—50 天振荡的主要激发和驱动机制.

关键词: 低频振荡; 积云对流反馈; CISK-Rossby 型波动.

一、引 言

一方面,由于 30—50 天大气低频振荡可以看成短期气候变化的重要机制;另一方面, 30—50 天大气振荡还被认为是甚低频的 ENSO 现象发生的原因之一^[1].因此,近些年来热带大气中的 30—50 天振荡一直受到气象学家们的重视.在 70 年代初, Madden 等首次发现热带大气中的 40—50 天振荡时^[2,3],还只是把其作为热带大气运动的一种周期性变化现象.然而近几年的大量研究,不仅揭露了低频大气振荡的传播性及其规律,还发现了它们的结构特征^[4-8].因此, 30—50 天低频振荡不只是大气运动的一种周期变化现象,而是被视为一种大气运动的“实体”在广泛地研究着.

一系列研究已经指出,热带大气中的 30—50 天振荡,一般有向北和向东缓慢传播的特征,其纬向移速约 10m/s ,经向移速约 $1-3\text{m/s}$.热带大气中 30—50 天振荡的流场和温度场结构,向上西倾很厉害,甚至在对流层上下层表现出反相的特征;其东西向环流尺度主要表现出波数 1 的特征.同时, 30—50 天大气振荡的活动表现为清楚的二维 Rossby 波列特征^[9,10],实际上表明有能量频散性.最近的研究还发现,热带大气中的 30—50 天振荡不只向东或向北传播,有时也会向西及向南传播^[11].

要想深入了解热带大气中 30—50 天振荡的活动规律及其发生机制,必须进行 30—50 天振荡的动力学研究,这已成为近几年有关 30—50 天大气低频振荡研究的重要方面.

为了从理论上说明 Krishnamurti 等指出的南亚季风槽脊活动的 30—50 天振荡现象, 1985 年作者提出了移动性 CISK 波驱动季风槽脊 30—50 天振荡的理论^[12]. 视季风槽为一强对流活动带, 由于 CISK 机制, 在垂直切变基本气流作用下产生一种移动性 CISK 波, 其移动速度同资料分析结果一致. 1987 年 K.M.Lau 等提出了活动性波动——CISK (mobile wave-CISK) 激发 30—50 天大气振荡的机制^[13], 即通过活动性波动——CISK, 有选择地将 Kelvin 波增幅, 从而产生 30—50 天振荡. 针对 K.M.Lau 等所得结果的东移速度大于实际观测, M.Takahashi 在 K.M.Lau 的基础上进一步强调了加热垂直分布的重要性, 即在一定的加热(垂直)分布下可以得到同观测相一致的东传速度^[14]. 为了讨论方便, 这里我们把 K.M.Lau 等关于 30—50 天振荡的理论称之为 CISK-Kelvin 波.

上述研究都强调了积云对流反馈(CISK)的作用, 这对于热带大气中的 30—50 天振荡是十分重要的, 因此都能说明热带 30—50 天大气低频振荡的某些特性. 但是用 Kelvin 波型扰动来描写 30—50 天振荡, 虽然可以解释其向东传播, 却难于说明 30—50 天振荡的向西传播以及二维 Rossby 波列特征. 另外, 大家知道 Kelvin 波沿经向是迅速衰减的, 一般在纬度 10° 左右将减弱为赤道时的 e^{-1} 倍, 要用它说明赤道以外热带大气中 30—50 天振荡的活动也遇到一定困难.

本文将探讨在积云对流反馈下赤道以外热带 30—50 天大气低频振荡的新机制, 而赤道地区的 30—50 天振荡可认为是 CISK-Kelvin 波的作用及本文得到的 CISK-Rossby 波影响的综合结果.

二、数学模式

我们在前面已经指出, 热带大气中的 30—50 天振荡在空间上具有行星尺度特征, 尤其有纬向波数为 1 的扰动特征. 而关于热带大气运动特征的动力学研究表明, 热带大气的行星尺度运动有准地转的性质^[15]. 因此, 其水平运动方程和连续方程可以简单地写成:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv + \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$fu + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

这里 u, v 和 w 分别是 x, y 和 z 方向的速度分量; φ 是重力位势; f 是科氏参数.

考虑到积云对流反馈, 即 CISK 机制, 对热带大气 30—50 天振荡的重要作用, 把热力学方程简单写成:

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \varphi}{\partial z} + N^2 w = N^2 \eta(z) w_B \quad (4)$$

这里 N 是 Brunt-Väisälä 频率, 假定其为常数 ($1 \times 10^{-2} s^{-1}$); $\eta(z)$ 是无因次对流凝结加热参数; w_B 是边界层顶的垂直速度.

由 (1) — (3) 式消去变量 u 和 v , 可以得到方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial y} - \frac{2\beta}{f} \right) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial y} + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial x} - f^2 \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

其中 $\beta = df/dy$.

方程(4)和(5)原则上是可以求解的,但却相当困难,为了求得解析表达式便于讨论,同时因我们研究的对象又是经度范围不大的赤道以外的热带地区大气运动,在以下的求解中我们近似地视 f 和 β 为常数. 这相当于取 β -平面近似 $f = f_0 + \beta y$,但因只讨论经向范围不大的大气运动,当出现 f 参数时又近似取 $f = f_0$. 需要特别指出,后面的讨论虽然要涉及经向尺度,但我们仅讨论热带地区的情况,考虑的仅是经向尺度不同在热带地区的不同形式,并不讨论距热带很远地方的扰动活动,视 f 为常数将不会对所讨论问题产生严重影响.

令方程(4)和(5)有如下形式的谐波解:

$$(\varphi, w) = (\Phi(z), W(z)) e^{i(kx + ly - \sigma t)} \quad (6)$$

则由(5)和(4)式便得到:

$$\left(il^2 - \frac{2\beta l}{f} \right) \sigma \Phi + ik\beta \Phi - f^2 \frac{dW}{dz} = 0 \quad (7)$$

$$-i\sigma \frac{d\Phi}{dz} + N^2 W = N^2 \eta W_B \quad (8)$$

在简单的两层模式情况下(模式分层见图1),由(7)和(8)式则有:

$$\left(il^2 - \frac{2\beta l}{f} \right) \sigma \Phi_1 + ik\beta \Phi_1 - f^2 \frac{W_0 - W_2}{\Delta} = 0 \quad (9)$$

$$\left(il^2 - \frac{2\beta l}{f} \right) \sigma \Phi_3 + ik\beta \Phi_3 - f^2 \frac{W_2 - W_4}{\Delta} = 0 \quad (10)$$

$$i\sigma \frac{\Phi_1 - \Phi_3}{\Delta} + N^2 W_2 = N^2 \eta_2 W_B \quad (11)$$

考虑边界条件 $W_0 = W_4 = 0$; 同时根据垂直速度的一般分布,可以假定 $W_B = bW_2$. 这样,由(9)–(11)式便可以得到:

$$2if^2\sigma + N^2\Delta^2(1 - b\eta_2) \left[\left(il - \frac{2\beta}{f} \right) l\sigma + ik\beta \right] = 0 \quad (12)$$

这里 Δ 是垂直分层的高度间隔 ($\Delta = 7\text{km}$). 因为一般应有 $\sigma = \sigma_r + i\sigma_i$, 根据方程(12)不难求得扰动频率(σ_r)和增长率(σ_i)分别为:

$$\sigma_r = -\frac{\beta k a_1 a_2}{a_1^2 + 4a_1^2 l^2 / f^2} \quad (13)$$

$$\sigma_i = -\frac{2\beta a_1 l}{a_2 f} \sigma_r \quad (14)$$

式中 $a_1 = N^2 \Delta^2 (1 - b\eta_2)$, $a_2 = 2f^2 + N^2 \Delta^2 (1 - b\eta_2) l^2$.

由(13)式还可以求得扰动的相速度和群速度为:

$$c_x = \frac{\sigma_r}{k} = -\frac{\beta a_1 a_2}{a_1^2 + 4a_1^2 l^2 / f^2} \quad (15)$$

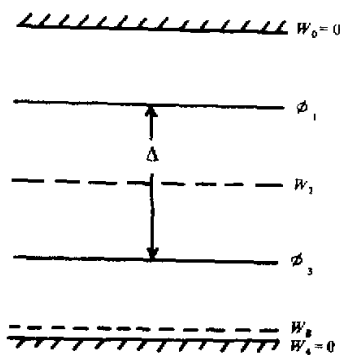


图1 两层模式分层

$$c_y = \frac{\sigma_r}{l} = -\frac{\beta k a_1 a_2 / l}{a_1^2 + 4a_2^2 l^2 / f^2} \quad (16)$$

$$c_{gx} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial k} = c_x \quad (17)$$

$$c_{gy} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial l} = -\frac{2klf^2 \beta^2 a_1 [a_2^2 f^2 + (2\beta l a_1)^2 - 2a_2(a_2 f^2 + 2a_1 \beta^2)]}{\beta [a_2^2 f^2 + (2\beta l a_1)^2]^2} \quad (18)$$

很显然,由方程(1)–(4),在两层模式下我们得到了一种既有 β 效应又包括 CISK 机制的波动,为便于讨论不妨称其为 CISK–Rossby 型波.依据(13)–(18)式,我们可以简单分析出这种 CISK–Rossby 型波动的一些性质如下:

首先,由(13)和(14)式可以得到:

$$\sigma_l = \frac{2kl\beta^2 a_1^2}{f(a_1^2 + 4a_2^2 l^2 / f^2)} \quad (19)$$

热带 30—50 天大气振荡的资料分析表明^[16],其扰动在水平面上的结构有导式波的特征,即 $kl > 0$.因此扰动增长率常为正值,这种 CISK–Rossby 型波多是不稳定的.而且对于扰动的不稳定, β 效应起着重要的作用.对流凝结加热虽然也影响扰动的增长率,但不是导致扰动不稳定发展的唯一因素.同一般的 CISK 机制不一样.

其次,由(15)式可见,这种 CISK–Rossby 型波可以西移(对流加热较弱时, $(1-b\eta_2) > 0$, $C_x < 0$),也可以东进(对流加热较强时, $(1-b\eta_2) < 0$,可以有 $C_x > 0$).因此,这种 CISK–Rossby 型波与已知的热带大气中的西移 Rossby 波不同.当然也可以认为对流凝结加热改变了热带大气中经典 Rossby 波的性质,使其在较强加热情况下可以向东移动.

第三,由(17)和(18)式可以看出,这种 CISK–Rossby 型波是一种频散波,但在 x 方向无频散性.

三、模式大气的结果和讨论

在上一节中,由两层模式的解析结果,我们简单地讨论了 CISK–Rossby 型波动的一些基本性质.下面我们将依据热带大气参数,由(14)–(18)式计算出不同情况下的 CISK–Rossby 型波动的不稳定增长率(σ_l),以及波动的相速度和群速度,从而进一步分析这类波的性质.同时,通过这种波的特性与热带大气中 30—50 天振荡的比较,我们将指出,赤道以外热带大气中的 30—50 天振荡极可能主要是由这类 CISK–Rossby 型波所激发和驱动.

由于经典的热带大气 Rossby 波是西移的,因此要用经典热带 Rossby 波解释主要向东缓慢传播的热带 30—50 天大气振荡显然是不可能的.但是,在 CISK 机制作用下,热带 Rossby 型波动既可西移又可以东传,而热带大气 30—50 天振荡除一般东移外,也有西移的情况存在.因此很值得注意.图 2 给出的是在不同对流加热强度(η_2)情况下波动的东西向移速(c_x)与扰动经向尺度的关系.其中实线对应 20°N 的情况,虚线对应 10°N 的情况.可以清楚地看到,在不同条件下扰动可以是西移的(c_x 为负),也可以是东传的(c_x 为正).在没有对流加热或者对流加热比较弱时,例如 $\eta_2 = 1.0$,无论在那个纬度,扰动都是西移的,同经典热带 Rossby 波一致.但是当对流凝结加热比较强时,经向尺度很大的扰动可

以向东传播;而且当对流加热强度适中的时候,例如 $\eta_2 = 1.5-2.0$, 对应经向尺度范围相当广阔的扰动都可以缓慢向东传播,值得注意的是,更强的对流加热反而使向东传播的扰动仅对应于较高纬度的更大经向尺度,而在较低纬度及经向尺度较短的扰动都是西移的,因此可以认为,对流凝结加热对于这种 Rossby 型波动的移动速度有极为重要的影响。

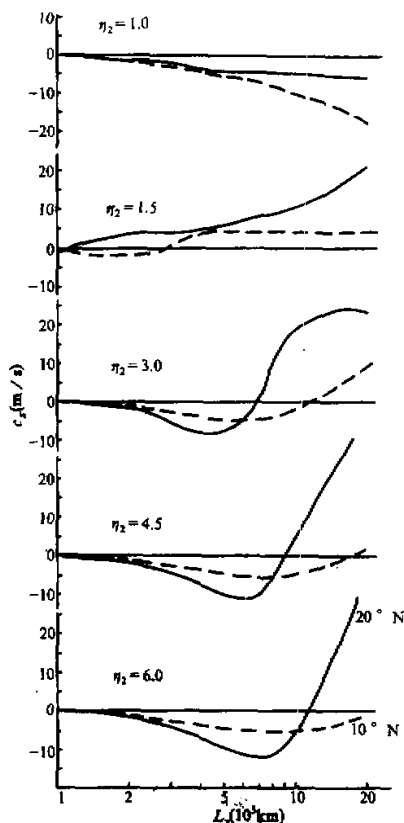


图2 不同对流加热强度下扰动的东西向移速与经向尺度的关系

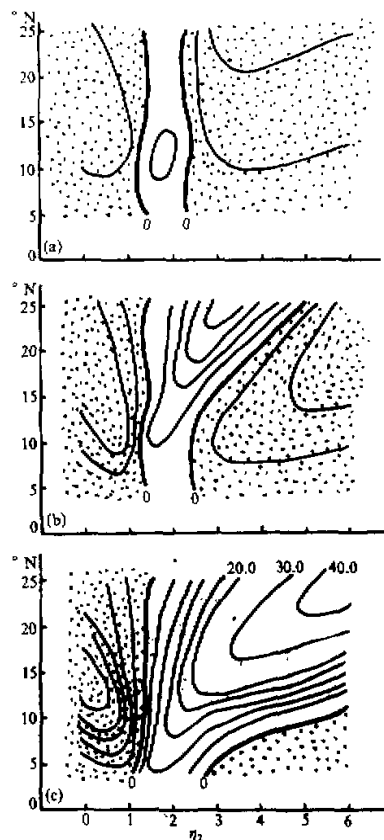


图3 扰动的东西向移速随加热强度和纬度的变化

阴影区为负 c_x , 除标出数值的曲线外, 其余等值线间隔为 4 m/s , 扰动经向尺度 (a) 为 4000 km , (b) 为 8000 km , (c) 为 20000 km 。

为进一步说明问题, 图 3 给出了东西方向移速随加热强度和纬度的变化情况, 其中 a、b 和 c 分别对应经向尺度为 4000 , 8000 和 20000 km 的扰动, 很显然, 对于无对流加热以及弱对流加热情况, 扰动都是一致西移的; 对于经向尺度为 4000 km 左右的扰动, 只有当加热强度参数 η_2 大约为 $1.3-2.2$ 时, 才能向东传播; 对于更强的对流加热, 当经向尺度增大时, 其扰动也可以东传, 并且其移速随纬度的增加和加热的增强而增大, 也就是说, 当对流加热强度达到一定数值时, 总会有东移的 CISK-Rossby 型波动产生。

在引言中已经指出,热带大气中 30—50 天振荡的向东传播速度为 10m/s 左右,但有时又有西移的情况.本文所得到的 CISK-Rossby 型波动既可以东传也可以西移,而且在同实际大气加热相当的参数范围内其东传速度为 10m/s 左右,这些都同 30—50 天振荡的观测结果相一致.因此可以认为,赤道以外热带大气中的 30—50 天振荡主要是由这种 CISK-Rossby 型波动引起的;赤道地区可能是 CISK-Rossby 波和 CISK-Kelvin 波的共同影响.

另外,由 (15) 式可见, CISK-Rossby 型波动的东西向移速同纬向波数 (k) 无关,这似乎有些出乎意料.但是,热带大气中的 30—50 天振荡无论对应的是热带云团^[11],还是对应纬向波数 1 的扰动^[16],其东移速度都大致相同.这似乎却从另一个侧面说明了 CISK-Rossby 型波动同热带 30—50 天大气振荡的紧密关系.

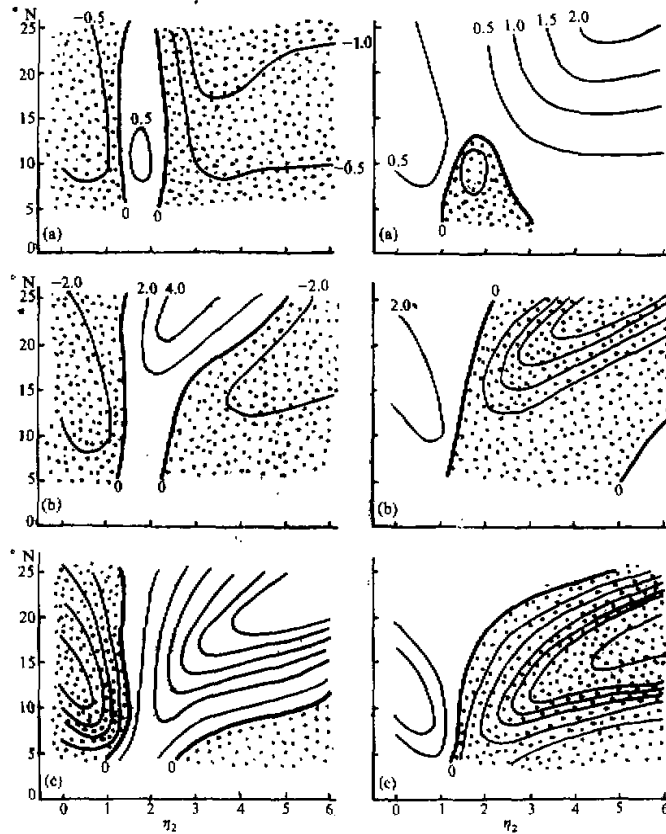


图 4 纬向尺度为 30000km 的扰动之经向移速(左图)和经向群速度(右图)随纬度和加热强度的变化

图中除标出数值者外,其余等值线间隔为 4m/s .

(a) $L_y = 4000\text{km}$, (b) $L_y = 8000\text{km}$, (c) $L_y = 20000\text{km}$.

而随加热强度的增加而减小;扰动增长率随纬向尺度的增大而减小.这种复杂变化的原因尚有待进一步研究.

实际资料的分析还表明,热带 30—50 天大气振荡在传播过程中其振幅一般都没有明显减弱.也就是说,存在着一种机制克服动能的消耗并维持扰动的活动.本文所得到的 CISK-Rossby 型波动具有不稳定的增长率 ($\sigma_1 > 0$),可以导致扰动的不稳定发展,从而维持扰动在移动过程中的不被衰减,在一定条件下甚至可以增幅.模式大气的计算结果表明(图略),扰动不稳定增长率随加热强度、扰动的纬向尺度和经向尺度都有极其复杂的依赖关系.例如对于经向尺度较小的扰动,增长率反

前面已经指出,本文得到的 CISK-Rossby 型波动是一种频散波,图 4 则给出了纬向尺度为 30000km(相当于纬向波数 1)的扰动群速度 c_{gv} 随对流加热强度和纬度的变化情况.为了比较,我们也给出了相应的南北向扰动移速 c_y .由图不难看到,扰动群速度 c_{gv} 既与纬度有关,又同对流加热强度和扰动经向尺度有关.在有足够强度对流加热情况下,群速度 c_{gv} 将随着纬度和加热强度的增加而增大;随着经向尺度的增加, c_{gv} 将由正值变为负值,即由向北频散能量变为向南频散能量.因此可以认为,行星尺度的扰动在有较强对流加热情况下,一般都向南频散能量.但是,当对流加热较弱时,扰动都是向北频散能量.比较 c_y 和 c_{gv} 可以看到,当对流加热较弱时,扰动的经向移动速度一般同其群速度方向相反,数值大小相当;而当对流加热较强时,扰动的经向移速可以同群速度方向相反也可以相同,数值相差较大.

我们知道,对于中高纬度的行星波,在有辐散情况下,其纬向移速和群速随纬向波长的改变可由正值变为负值,相速和群速的方向可以相同或相反,即存在一种明显的空间尺度特征.在固定对流加热强度下,本文的 CISK-Rossby 波的经向移速和群速对于经向扰动尺度的改变似乎也有类似的性质.由于对流加热的存在,问题更为复杂,有待更进一步研究.

30—50 天大气低频振荡的活动具有二维 Rossby 波列特性,表明了能量频散的特征.因此,本文得到的 CISK-Rossby 型波动是一种频散波,又从另一个角度说明了赤道以外热带大气中 30—50 天振荡的机制主要是 CISK-Rossby 型波动.

四、能量关系

从上面的分析可以看到,积云对流加热对 CISK-Rossby 波的活动有重要的作用.这里我们再从能量关系作进一步讨论.

由方程(1)–(3),不难得到动能的变化公式

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\langle \frac{u^2}{2} \right\rangle = - \underbrace{\left\langle \frac{\partial \varphi w}{\partial z} \right\rangle}_{G_K} + \underbrace{\left\langle w \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right\rangle}_{D_K} \quad (20)$$

同时,由方程(4)可以得到有效位能的变化公式

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\langle \frac{1}{2N^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right\rangle = \underbrace{\left\langle \eta w_B \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right\rangle}_{P_O} - \underbrace{\left\langle w \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right\rangle}_{D_K} \quad (21)$$

其中 G_K 表示动能的消耗作功, D_K 表示有效位能向动能的转换, P_O 表示对流加热制造的有效位能.而符号“ $\langle \rangle$ ”定义为对波长的积分,即

$$\langle q \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} q dx dy \quad (22)$$

从(20)和(21)式可以清楚地看到,有效位能向动能的转换是动能的唯一来源,而有效

位能的制造取决于对流凝结加热.因此,对流凝结加热是维持 CISK-Rossby 波活动的基本机制.扰动有效位能向扰动动能的转换依赖于系统的温度场和垂直运动场的结构,只有当暖空气对应着上升运动而冷空气对应着下沉运动的时候,扰动有效位能才向扰动动能转换.在 CISK 机制中,不仅因凝结潜热释放制造有效位能,而且上升运动又同暖区相配合,从而有利于扰动有效位能向扰动动能的转换.所以,对流凝结加热通过 CISK 反馈机制,导致扰动的不稳定发展,增加扰动动能,这是 CISK-Rossby 型波动维持其活动的基本能量过程.

五、CISK—Kelvin 波的简单分析

前面已经指出,为了说明热带 30—50 天大气振荡的缓慢东移,一些研究把 Kelvin 型波动作为其驱动机制.为了同上面得到的 CISK-Rossby 型波动相比较,这里将对 CISK-Kelvin 型波动作一简单分析.

在考虑 CISK 机制的情况下,描写 Kelvin 波的大气运动方程组可以简单写成^[14]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad (23)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial \varphi}{\partial z} + N^2 w = N^2 \eta w_B \quad (25)$$

类似第三节的作法,在两层模式下,由 (23) — (25) 式不难求得频率关系式

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} k^2 N^2 \Delta^2 (1 - b\eta_2) \quad (26)$$

很显然,当对流加热比较弱的时候,即对于 $(1 - b\eta_2) > 0$,可以得到

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= kN\Delta\sqrt{(1 - b\eta_2)/2} \\ \sigma_I &= 0 \\ C_x &= N\Delta\sqrt{(1 - b\eta_2)/2} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

由于负号不能满足原方程,这里我们只讨论正号根.可见波动是向东移动的,但却是稳定的.当对流加热比较强的时候,即对于 $(1 - b\eta_2) < 0$,则有

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= 0 \\ \sigma_I &= kN\Delta\sqrt{|1 - b\eta_2|/2} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

可见波动是不稳定的,但却是静止的.

如果没有对流凝结加热,即 $\eta_2 = 0$,那么由 (37) 式可得 $c_x = \frac{\sqrt{2}}{2} N\Delta \approx 49 \text{ m/s}$,这是一种稳定的东移 Kelvin 波.当有对流凝结加热时,将出现 CISK-Kelvin 波.但是如果对流加热比较弱,例如加热参数 $\eta_2 = 1.35$,那么 $c_x \approx 11.2 \text{ m/s}$,波动东移较缓慢,同观测到的热带 30—50 天振荡的东移速度相近,但扰动是稳定的.如果有较强的对流凝结加热,例

如 $\eta_2 = 3.0$, 那么 $c_s = 0$, 而 $\sigma_1 > 0$, 波动是静止的, 但却不稳定发展。

尽管这里所用模式比较简单, 但仍可以得到 CISK-Kelvin 波的缓慢东移性质, 而且基本特征同文献[14]的多层模式结果相一致。分析文献[14]的三层模式结果可以看到, 对于宽广的加热参数 (η_1 和 η_2) 范围, 扰动东移时都是稳定的 ($c_r = 0$), 而不稳定的扰动又都是静止的 ($c_r = 0$)。只有在极窄的加热参数范围才存在既东移又不稳定的扰动。

用这种缓慢东移的 CISK-Kelvin 波可以解释赤道附近地区 30—50 天大气振荡的缓慢东移过程。但是, 因 Kelvin 型波动不是频散波, 不能形成二维 Rossby 波列形势; 同时, 东移波动一般是稳定的, 东移过程中会削弱, 同 30—50 天振荡在东移过程中并不减弱甚至还有增幅现象不一样。因此, 把 CISK-Kelvin 型波动作为热带 30—50 天大气振荡的机制可能尚不完整。

六、结 语

上述理论结果和分析表明, 以 CISK-Kelvin 型波动作为热带 30—50 天大气振荡的机制不能完全说明其活动规律, 而 CISK-Rossby 型波动的性质更类似热带 30—50 天大气振荡的特征。

在积云对流加热反馈作用下, 热带大气中可以产生一种 CISK-Rossby 型波动。这种 CISK-Rossby 型波既可以向西移动也可以向东移动, 其传播方向和相速度同纬度、对流加热强度和扰动经向尺度有关。而在相当大的参数范围内, 这种 CISK-Rossby 型波动的活动同热带 30—50 天大气振荡的规律相一致。另外, CISK-Rossby 型波动是一种频散波, 其能量频散能说明 30—50 天大气振荡的二维 Rossby 波列特征。因此可以认为, CISK-Rossby 型波动是赤道以外热带大气中 30—50 天振荡的重要激发和驱动机制。

已有的关于 30—50 天大气振荡的动力学研究, 以及本文提出的 CISK-Rossby 型波动, 都强调了积云对流加热反馈, 即 CISK 机制的重要作用。若不考虑 CISK 机制, 无论热带大气中的 Kelvin 型波动还是 Rossby 型波动都同 30—50 天大气振荡的特征相差甚远。因此, 积云对流加热反馈是产生热带 30—50 天振荡的重要物理过程。

根据本文所作模式大气的一些计算结果, 并联系到已有的关于 CISK-Kelvin 型波的性质, 赤道附近地区 30—50 天大气振荡 (基本上是缓慢东移的) 的机制可以被认为是 CISK-Kelvin 型波和 CISK-Rossby 型波的共同作用。这同 Miyahara 的研究结果一致, 他认为就其 30—50 天振荡的结构而论, 这种振荡应是 Kelvin 型响应和 Rossby 型响应共同组成的^[17]。但是, 在离赤道相对较远的热带地区, 30—50 天大气振荡主要是由 CISK-Rossby 型波动所激发和驱动。因为在那里, 30—50 天大气振荡既东传也西移, 而且二维 Rossby 波列结构特征更明显。

本文仅是一个简单的讨论, 而且为了求得解析解, 引进了比较强的假定。对于同 CISK-Rossby 波相联系的热带 30—50 天振荡的某些动力学问题, 我们还将从其他途径作更深入的讨论。

参 考 文 献

- [1] Lau, K.M., and P.H. Chan, 1986. The 40—50 day oscillation and the El Niño - Southern Oscillation: A new

- perspective. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, Vol. 67, 533—534.
- [2] 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.*, Vol. 28, 707—708.
- [3] Madden, R.A., and P.R. Julian, 1972, Description of global scale circulation cells in the tropics with 40—50 day period, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 29, 1109—1123.
- [4] Krishnamurti, T.N., and D. Subrahmanyam, 1983, The 30—50 day mode at 850 mb during MONEX, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 39, 2088—2095.
- [5] Munakami, T., et al., 1984, On the 40—50 day oscillation during the 1919 Northern Hemisphere summer. Part I: Phase propagation, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 62, 440—468.
- [6] Lau, K.M., and P.H. Chan, 1985, Aspects of the 40—50 day oscillation during northern winter from outgoing longwave radiation, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 113, 1889—1909.
- [7] Lau, K.M., and P.H. Chan, 1986, Aspects of the 40—50 day oscillation during the northern summer as inferred from outgoing longwave radiation, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 114, 1354—1367.
- [8] Nakazawa, T., 1986, Mean Features of 30—60 day variations as inferred from 8-year OLR data, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 65, 43—49.
- [9] Lau, N.C., and K.M. Lau, 1986, The structure and propagation of intraseasonal oscillations appearing in a GFDL General Circulation Model, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 43, 2023—2047.
- [10] Wallace, J.M., and M.L. Blackmon, 1983, *Large-Scale Dynamical Processes in The Atmosphere*, Edited by B. J. Hoskins and R. Pearce, Academic Press, 53—91.
- [11] Knutson, T.R., and K.M. Weickmann, 1986, 30—60 day atmospheric oscillations: composite life cycles of convection and circulation anomalies, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 165, 1407—1436.
- [12] 李崇银, 1985, 南亚夏季风槽脊和热带气旋活动与移动性CISK波, *中国科学(B)*, 668—675.
- [13] Lau, K.M., and L. Peng, 1987, Origin of low-frequency (intraseasonal) oscillation in the tropical atmosphere, Part I: Basic theory, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 44, 950—972.
- [14] Takahashi, M., 1987, A theory of the slow phase speed of the intraseasonal oscillation using the wave-CISK, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 65, 43—49.
- [15] 李崇银, 1985, 热带大气运动的特征, *大气科学*, Vol. 9, 336—376.
- [16] Murakami, T., and T. Nakazawa, 1985, Tropical 45 day oscillations during the 1979 Northern Hemisphere summer, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 42, 1107—1122.
- [17] Miyahara, S., 1987, A simple Model of the Tropical Intraseasonal Oscillation, *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 65, 341—351.