

查晶, 罗德海. 2011. 层云加热对热带大气季节内振荡的影响 [J]. 大气科学, 35 (4): 657-666. Cha Jing, Luo Dehai. 2011. The impact of the stratiform heating on Madden-Julian oscillation [J]. Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese), 35 (4): 657-666.

层云加热对热带大气季节内振荡的影响

查晶¹ 罗德海²

1 中国海洋大学, 青岛 266100

2 中国科学院大气物理研究所 东亚区域气候-环境重点实验室, 北京 100029

摘 要 本文研究了层云降水加热对于激发热带大气季节内振荡 (Madden-Julian oscillation, 简称 MJO) 所起到的作用。将层云加热作用引入到非线性的 CISK (Conditional Instability of Second Kind)-Kelvin 波方程组, 并分别利用截谱方法和四阶 Runge-Kutta 方法对该方程组进行了简化和数值求解, 结果发现, 单纯的层云加热同积云加热一样也可以激发出 MJO。如果考虑两者共同的作用, 相比于仅考虑积云的情况, 能够在很大程度上扩大加热强度的取值范围, 从而使热带大气更容易发生 MJO。层云作用的引入还使得波动多以波群传播, 波动形式更规律, 周期性也更显著。

关键词 层云加热 季节内振荡 Kelvin 波

文章编号 1006-9895 (2011) 04-0657-10

中图分类号 P461

文献标识码 A

The Impact of the Stratiform Heating on Madden-Julian Oscillation

CHA Jing¹ and LUO Dehai²

1 Ocean University of China, Qingdao 266100

2 Key Laboratory of Regional Climate-Environment for East Asia, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029

Abstract The impact of stratiform heating on the Madden-Julian Oscillation (referred to as MJO) is investigated. The nonlinear CISK (Conditional Instability of Second Kind)-Kelvin wave equations with both cumulus heating and stratiform heating are reduced to ordinary differential equations by using a spectral truncated method. With the help of the fourth-order Runge-Kutta method, the numerical solutions are obtained. It is found that the MJO could also be excited by the only stratiform heating. Meanwhile, the combined role of both cumulus and stratiform heating can enhance the MJO. However, the chaotic solutions under the cumulus heating can become regular solutions by considering the stratiform heating. In this case, the regular solution looks like a propagating envelope wave packet, whose periodicity is more evident with the period being easily within the range of 30-60 days.

Key words stratiform heating, Madden-Julian Oscillation (MJO), Kelvin wave

1 引言

热带大气季节内振荡或称 Madden-Julian 振荡 (简称为 MJO) 是热带大气活动的强信号, 它对于全球短期气候和长期天气的变化有着极其重要的作

用 (李崇银, 1990)。对于 MJO 动力学机制的研究, 现已经形成了专门的热带大气低频振荡 (30~60 天) 动力学。现在关于 MJO 主要的机制理论有: CISK (Conditional Instability of Second Kind)-Kelvin 波理论、CISK-Rossby 波理论和蒸发-风反馈机制

收稿日期 2010-09-07, 2010-12-17 收修定稿

资助项目 国家自然科学基金资助项目 41075042

作者简介 查晶, 女, 1988 年出生, 硕士研究生, 主要从事气候动力方面研究。E-mail: bettycha@126.com

理论 (Neelin et al., 1987; Takahashi, 1987; Chang and Lim, 1988; 李崇银, 2000)。

虽然这三种理论考虑的角度不同,但是从本质上来讲,它们都是从积云对流加热的反馈出发来进行解释的,并且,现在的大气环流模式(GCMs)也广泛应用了积云对流参数化方案。但是,很多GCMs对于MJO的模拟却是很不理想的(Lin et al., 2006; Fu and Wang, 2009)。人们在对模式的模拟过程进行敏感性实验时也发现,不同模式得到的结论并不一致,有的竟然是相悖的(Lin et al., 2006; Slingo et al., 1996)。人们开始怀疑在利用GCMs进行MJO模拟时,是否存在其他激发MJO的物理过程,即现有的对流方案是否还不完善?

Lin et al. (2004) 在利用观测资料绘制垂直加热廓线时,发现最大加热区出现在对流层高层,他将这条加热廓线分为三部分:积云对流加热、层云加热和辐射加热。其中,层云加热是最有利于高层加热的。Schumacher and Haze (2003) 利用TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission) 的降水雷达资料进行分析发现,全球热带地区层云降水占到总降水量的40%以上。Rickenbach and Rutledge (1998) 也通过观测发现,对于一些中尺度降水区域,层云降水约占30%~40%。Houze (1997) 认为,层云降水的区域范围比积云更大,持续时间也更长,层云的凝结加热作用对于激发热带大气的一些长周期运动(低频振荡)也就十分有利。

模式对于层云加热的应用也更能说明这一点。ECHAM-4 模式被认为是模拟MJO最好的模式之一,它也是包含层云作用的一种模式。Fu and Wang (2009) 在应用ECHAM-4 模式研究层云降水对于MJO发展和维持所起的作用时,得到的结果表明,只有层云降水比例达到30%时,才会有明显的MJO维持,一旦层云降水部分减少,模式中的热带地区总降水量就会减少,MJO也无法继续维持其原有强度。因此,他们认为其他模式中MJO的信号较弱,很大程度上是因为忽略了层云降水释放的潜热所起到的激发作用。

上述观测和模式的结论说明,虽然积云对流加热对于MJO的形成和维持起到了非常重要的作用,但是层云的加热作用也是不可忽视的,它也有可能激发MJO,进而影响全球大气和气候的变

化。层云加热能否激发热带大气的MJO,对MJO贡献有多少,这正是本文所要探求的。

Luo (1999) 曾利用非线性的CISK-Kelvin 波机制很好地解释了积云对流加热对于MJO形成的重要作用。因此,为达到对比效果,本文拟采用同样的方法,将层云加热作用引入到该机制中,重点分析层云加热对于MJO的激发作用。

2 层云与层云降水

我们日常所见的层云是在大气稳定的条件下,因夜间强辐射冷却或乱流混合作用,水汽凝结或由雾抬升而成。而层云降水主要是大范围的斜压抬升导致,层云主要表现为雨层云。由此可见,层云、层云降水与对流并无很大联系,这是它与积云在本质上的不同。

但是在降雨雷达资料出现以后,人们对层云降水有了新的认识。如人们根据TRMM 降雨雷达资料得到了热带地区降水雷达回波图(Houze, 1997),从回波的形态可以明显地将热带降水分为积云降水和层云降水两种情况。虽然称其为“层云降水”,但此类降水却是发生在对流区。对此,Houze (1997) 做过解释:他认为对流云系有其演变过程,热带地区的层云降水(雨层云)对应发生时间较长,已经过了旺盛期的对流状态,它的垂直运动相对较弱,云团的生长是通过水汽的水平扩散起作用的。因此,热带层云降水的最大特点就是降水云系是由对流云演化而来,与对流有很大关系,这与中纬度的层云有本质区别。尽管发生在对流区,但它同样表现出层云的形状、分布和降水特征。

从Houze (1997) 的概念图上我们也可以看出,积云和层云两种情况水滴的垂直运动是不一样的。积云中从下到上均为上升运动,由于上升导致凝结和潜热的释放,因此整层均为加热状态。而对于层云,上层以上升运动为主,下层以下降运动为主,因而上层加热,下层冷却。这正对应Houze (1982) 提出的理想加热廓线。这一点已经为许多人所验证(Lin et al., 2004; Grecu and Olson, 2006)。

在后面的求解中,我们会综合考虑这两种加热分布。

3 层云加热和积云加热

Lin et al. (2004) 给出了 TOGA COARE (热带西太平洋海气耦合试验) 的强化观测结果与现有的 7 种 GCMs 模拟结果对比。7 种模式结果显示的最大加热高度各不相同, 大多数模式倾向于中层最大加热, 即采用只有积云作用的加热模式。而观测结果显示最大加热出现在对流层上层, 且对流层中低层的加热并没有模式所模拟的那么强。这一差异可以从该文图 5 中看出: 不同模式与实际观测的差值主要体现为高层加热、低层冷却的廓线形式。

李崇银 (1983) 指出, 对流凝结加热通过 CISK 机制可以产生定常不稳定波以及振荡型不稳定波, 不稳定波的特征随加热廓线的不同而有明显的差异。这说明加热廓线对波动具有重要的影响。

为了得到与观测接近的加热廓线, 我们根据 Houze (1997) 所提出的水滴及空气质点运动概念模型, 给出模式中所需要的加热参数形式:

$$\eta(z) = \eta_0 e^{-\delta z} [a \sin(\pi z) - b \sin(2\pi z)].$$

根据前面对降水的划分, 加热情况我们同样分为积

云部分和层云部分。其中, 半波项 $a \sin(\pi z)$ 表示积云加热, 一波项 $b \sin(2\pi z)$ 表示层云加热; a 代表积云加热相对贡献大小, b 代表层云加热的相对贡献; z 表示垂直方向上的无因次变量, η_0 表示加热强度, δ 表示最大加热高度。 $a=0$ 则只有层云起加热作用。该参数可以定性描述不同加热条件下的加热廓线。

从图 1a 和图 1b 可以看出积云不论最大加热出现在哪个高度, 都是整层加热; 而层云均为高层加热, 低层冷却。并且相比较来看同样的参数条件, 层云最大加热出现高度要远高于积云。

图 1c 和图 1d 表示层云与积云共同作用之比 (1:1) 和 (1:2) 的加热廓线, 从中可以看出, 层云的加入改变了只有积云加热的垂直分布形式, 同 Lin et al. (2004) 的实际观测资料结果类似, 也是高层加热、低层冷却, 但冷却的强度要远远小于只有层云的情况。而且高层显示出了非常强的加热作用, 中低层则出现弱加热或弱冷却。由此可知, 我们所给出的加热表达形式是符合实际加热特征的。

另外, 虽然图 1a 中的积云作用也会出现高层

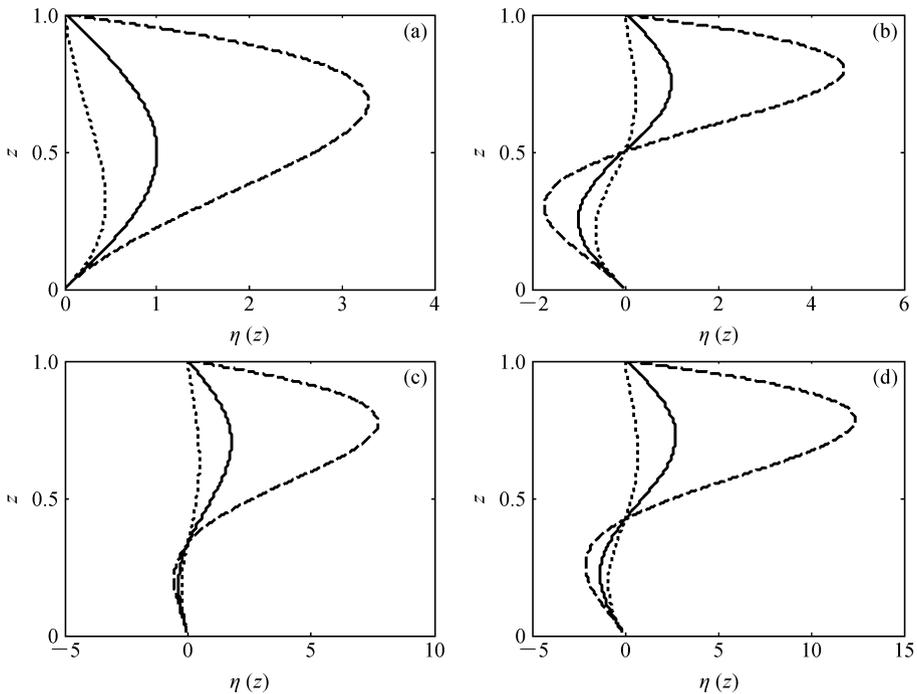


图 1 垂直加热廓线: (a) 只有积云加热; (b) 只有层云加热; (c) 积云和层云之比为 1:1; (d) 积云和层云之比为 1:2。实线、点线、虚线: 最大加热高度在对流层中层 ($\delta=0$)、低层 ($\delta=2$)、高层 ($\delta=-2$)

Fig. 1 Vertical profile of the heating: (a) Only cumulus heating; (b) only stratiform heating; (c) the ratio of the cumulus heating to stratiform heating is 1:1; (d) the ratio of cumulus heating to stratiform heating is 1:2. The solid, dotted, and dashed curves denote the maximum heating heights are at $\delta=0$ (middle troposphere), $\delta=2$ (lower troposphere), and $\delta=-2$ (upper troposphere), respectively

加热的情况,但由于积云的整层加热作用,导致中低层加热过强,而过强的加热会加速振荡,缩减振荡周期。因而这种强不稳定的条件对 MJO 的形成是不利的。

根据加热状况的不同,我们将其引入到描述 MJO 的波动方程组(采用 Kelvin 波的方程)中,研究不同物理条件下层云与积云加热对 MJO 的激发作用。

4 截谱方法求解非线性 Kelvin 波方程组

4.1 非线性的 Kelvin 波方程组

参考 Luo (1999) 和李崇银 (2000), 对 Luo (1999) 给出的非线性 Kelvin 波方程组进行无量纲化,并引入流函数,得到简化后的非线性方程组形式为:

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + J\left(\Psi, \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}\right) = C_A \frac{\partial \theta}{\partial x} - R_a \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2}, \quad (1-1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + J(\Psi, \theta) + C_d \frac{\partial \Psi}{\partial x} = C_d \eta(z) \frac{\partial \Psi}{\partial x} \Big|_{z=z_0} - R_a \theta, \quad (1-2)$$

其中, Ψ 为流函数, J 为雅克比行列式, 其计算形式可列为: $J(a, b) = \partial a / \partial x \cdot \partial b / \partial z - \partial a / \partial z \cdot \partial b / \partial x$ 。 t 、 x 分别为对应时间、纬向的无因次变量。 $C_A = H\bar{\theta}/U^2$, $C_d = N^2 H/\bar{\theta}$, $R_a = \mu L/U$; 其中, $\bar{\theta}$ 是平均位温; H 、 U 、 L 分别对应垂直方向空间特征尺度、水平方向速度特征尺度、水平方向空间特征尺度; $N^2 = d \ln \bar{\theta} / dz$ 是 Brunt-Väisälä 频率, $\theta = g\theta'/\bar{\theta} = \partial \varphi / \partial z$ (由大尺度静力平衡得到), θ' 是扰动位温的特征尺度。 $\eta(z)$ 是垂直加热廓线; μ 是摩擦系数, γ 是牛顿系数; z_0 是无量纲化后的对流加热高度, z_0 的变化范围是 0 到 1。可以看出, R_a 是与摩擦系数 μ 直接相关的, 亦即它是一个与耗散有关的系数。

4.2 非线性方程组的求解

对上述非线性方程组, 求解方法采用 Lorenz (1963) 提出的截谱方法, 将流函数与位温进行谱展开(展开至第三斜压模即可):

$$\Psi = -x_1(t) \sin(kx) \sin(\pi z) - x_2(t) \sin(kx) \sin(2\pi z), \quad (2-1)$$

$$\theta = x_3(t) \cos(kx) \sin(\pi z) + x_4(t) \cos(kx) \sin(2\pi z) - x_5(t) \sin(2\pi z) - x_6(t) \sin(4\pi z), \quad (2-2)$$

这里, x_1 和 x_2 表示流场的第一模和第二模的振幅, x_3 表示位温场的第一模。所使用的谱展开的形式与 Luo (1999) 中的形式相同, 各系数的物理意义均与 Luo (1999) 相同。截谱的作用是把流函数场和位温场主要模态(前三斜压模)表示出来。

将方程组 (2) 代入方程组 (1) 中, 并对无量纲化高度 z 在 $[0, 1]$ 区间进行积分, 得到对应各谱的谱系数偏微分方程组:

$$\frac{dx_1}{dt} = -\frac{C_A k}{\pi^2} x_3 - R_a x_1, \quad (3-1)$$

$$\frac{dx_2}{dt} = -\frac{C_A k}{4\pi^2} x_4 - R_a x_2, \quad (3-2)$$

$$\frac{dx_3}{dt} = \pi k x_1 x_5 + C_d k (1 - \lambda_{11} a + \lambda_{12} b) x_1 - C_d k (\lambda_{21} a - \lambda_{22} b) x_2 - R_a x_3, \quad (3-3)$$

$$\frac{dx_4}{dt} = 2\pi k x_6 + C_d k (1 - \lambda_{22} a + \lambda_{23} b) x_2 + C_d k (-\lambda_{12} a + \lambda_{13} b) x_1 - R_a x_4, \quad (3-4)$$

$$\frac{dx_5}{dt} = -\frac{k\pi}{2} x_1 x_3 - R_a x_5, \quad (3-5)$$

$$\frac{dx_6}{dt} = -\frac{k\pi}{2} x_2 x_4 - R_a x_6. \quad (3-6)$$

由于所选择的加热廓线不同于 Luo (1999) (只考虑了积云对流加热的作用), 而这里得到方程组的系数更加复杂, 在 $\delta \neq 0$ 的情况下, 各个参数如下:

$$\lambda_{11} = \frac{\eta_0}{\delta} (1 - e^{-\delta}) \left[\frac{1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi}{\delta}\right)^2}}{\sin(\pi z_0)} \right],$$

$$\lambda_{12} = \frac{\eta_0}{\delta} (1 + e^{-\delta}) \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\pi}{\delta}\right)^2} - \frac{1}{1 + \left(\frac{3\pi}{\delta}\right)^2} \right] \sin(\pi z_0),$$

$$\lambda_{13} = \frac{\eta_0}{\delta} (1 - e^{-\delta}) \left[\frac{1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{4\pi}{\delta}\right)^2}}{\sin(\pi z_0)} \right],$$

$$\lambda_{21} = \frac{\eta_0}{\delta} (1 - e^{-\delta}) \left[\frac{1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{2\pi}{\delta}\right)^2}}{\sin(2\pi z_0)} \right],$$

$$\lambda_{22} = \frac{\eta_0}{\delta} (1 + e^{-\delta}) \left[\frac{1}{1 + \left(\frac{\pi}{\delta}\right)^2} - \frac{1}{1 + \left(\frac{3\pi}{\delta}\right)^2} \right] \sin(2\pi z_0),$$

$$\lambda_{23} = \frac{\eta_0}{\delta} (1 - e^{-\delta}) \left[\frac{1 - \frac{1}{1 + \left(\frac{4\pi}{\delta}\right)^2}}{\sin(2\pi z_0)} \right],$$

$\delta=0$ 时, 由于 $\lim_{\delta \rightarrow 0} (1 - e^{-\delta})/\delta = 1$, 我们可以得到:
 $\lambda_{11} = \eta_0 \sin(\pi z_0)$, $\lambda_{12} = 0$, $\lambda_{13} = \eta_0 \sin(\pi z_0)$, $\lambda_{21} = \eta_0 \sin(2\pi z_0)$, $\lambda_{22} = 0$, $\lambda_{23} = \eta_0 \sin(2\pi z_0)$ 。

各个参数均是方程简化而来, 都与加热情况相关, 在一定程度上体现了加热对于波动的影响。从方程组中可以看出由于非线性的作用会导致低阶模态之间的相互作用, 从而产生更高阶的模态。

5 数值计算

虽然方程个数与变量个数相当均为 6 个, 但这 6 个谱系数彼此之间是相互关联的 (非线性作用), 用数学解析的方法是很难得到其准确解的, 因此, 我们从数值方法入手对该方程组进行求解。

利用四阶的 Runge-Kutta 方法对谱方程组进行求解, 它的优点是比较容易更改步长, 计算精度较高。类似于 Luo(1999), 方程组中的参数分别取值为: $z_0 = 0.103$, $C_A = 100$, $C_d = 1$ 。为突出波动的周期性, 我们在这里考虑耗散非常小。 R_a 代表耗散系数, 故取 R_a 为一小值: 0.0001。为了与 Luo(1999) 的结果做对比, 我们取选取同样的初始条件:

$$x_1(0) = 0.6, x_2(0) = 0.3, x_3(0) = x_4(0) = x_5(0) = x_6(0) = 0.$$

6 不同加热条件下的周期性

基于我们上面的考虑, 可以改变积云加热和层云加热的强度 a 和 b , 针对 MJO 出现的振荡周期范围 (30~60 天), 找出满足该周期的热力条件。这里我们分为两种情况讨论。

6.1 积云加热和层云加热单独作用的情况

表 1 给出只考虑积云加热 ($b=0$) 或者层云加热 ($a=0$) 的情况。通过比较发现, 在 MJO 出现的前提下, 积云只在加热强度不大的时候容易激发 MJO; 且 MJO 最易出现的情况为中层最大加热。这是与事实相悖的, 实际的加热廓线表现为最大加热区在对流层高层 (Lin et al, 2004)。这种条件下, 当大气只有积云加热时, 很难激发出 MJO。

而层云加热在激发 MJO 方面则主要表现在高层加热。当最大加热出现在对流层高层时, 层云的引入在很大程度上扩大了加热强度的范围, 这也使得 MJO 更易出现; 但对于中层加热来说, 层云则丝毫没有起到作用。同时, 要注意层云激发 MJO 的下限阈值要高于积云加热的情况。

表 1 仅有积云加热或层云加热激发 MJO 所需要的加热强度 η_0 取值范围

Table 1 The range of cumulus or stratiform heating intensity (η_0) that allows the Madden-Julian Oscillation (MJO) to occur

	低层加热	中层加热	高层加热
积云	[1,10]	[1,16]	[1,2]
层云	[5,9]	无	[9,40]

这种巨大反差主要是由于积云和层云二者的加热性质不同决定的。由于积云是对整层大气加热的, 因此过大的加热强度反而激发波长更短更高频的波动 (图略), 所以加热强度较小的时候才有利于激发 MJO。高层难以激发 MJO 正是由于加热强度过大的缘故。

而层云加热相比于积云加热, 最大的不同就是它表现为上层为加热作用, 而下层为冷却作用。下层的冷却相对抵消一部分强加热, 相对地降低加热基数, 使得更多的加热强度满足条件, 激发 MJO; 这也导致下限阈值的提高。并且正是由于高低空加热作用完全抵消, 导致了中层加热条件下的积云不能激发出 MJO。

我们以两者差异较大的高层加热情况为例, 来说明积云加热与层云加热得到的不同波动形式。图 2 显示, 积云加热激发的波动周期性比较混乱, 长短周期均有表现, 但存在 30~60 天的 MJO。而层云加热激发的波动则以非常规律的波包形式演变, 波动周期也非常明显 (图示周期约为 140 天)。这也可以从相图中看出。

另外, 我们还比较了不同加热强度下的 Kelvin 波第一模的变化特征 (图略), 积云加热条件下 Kelvin 波第一模振幅的非周期变化仍旧比较明显。在一定加热强度范围内会出现 30~60 天的振荡但带有一定的非周期性, 加热强度发生改变时, Kelvin 波第一模的非周期性更明显。而层云加热激发的 Kelvin 波其周期随加热强度的增大而减小, 具体表现为即由周期大于 60 天的振荡过渡到 MJO, 随后振荡加剧, 周期继续缩短, 并朝短周期方向发展。

由此可见, 层云加热激发波动的情况与积云加热有明显的差异。这里我们将积云和层云作用叠加构成新的 Kelvin 波模型。

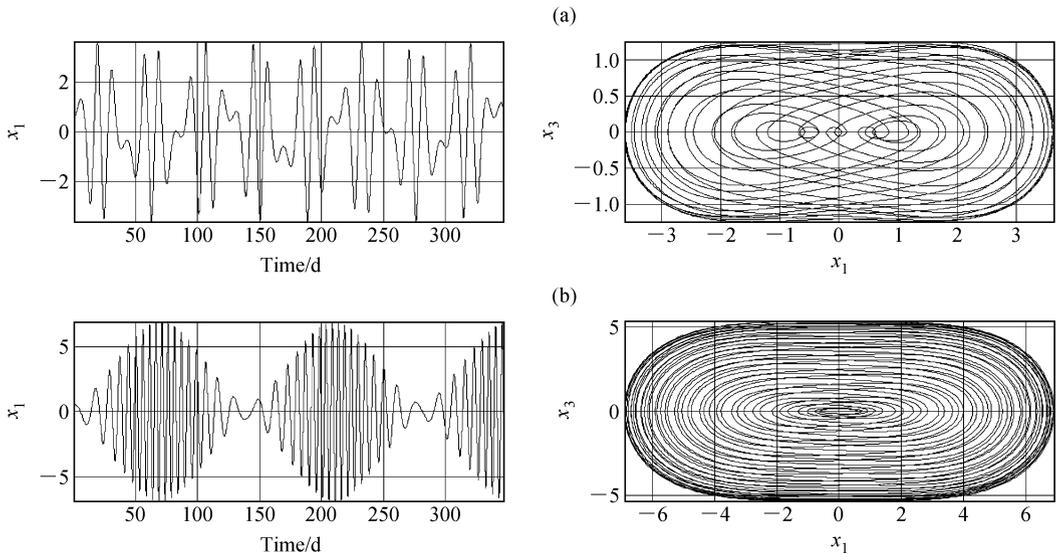


图2 非线性 Kelvin 波的第一模在一定加热条件下的长期变化及相图 (加热强度 $\eta_0 = 1$ 且最大加热高度为对流层高层): (a) 积云加热; (b) 层云加热

Fig. 2 Time evolution of x_1 and the phase trajectories in the (x_1, x_3) -plane corresponding to (a) cumulus heating and (b) stratiform heating with $\eta_0 = 1$, $\delta = -2$. $x_1(t)$ and $x_3(t)$ represent the first baroclinic modes of the streamfunction and potential temperature fields, respectively

6.2 积云加热和层云加热共同作用的情况

从理论上讲, 如果认为积云降水和层云降水将全部潜热释放, 我们可以将层云降水量与积云降水量的比值来代表两者加热作用的比重。Lin(2004)对 TRMM 的降雨雷达资料的分析表明, 层云降水所占的比重范围为 35%~75%, 故而得到积云与层云的加热贡献比值 ($a:b$) 范围为 1:3~2:1。为了简便且尽量全面反映不同的加热分布, 我们在这里选取 $a:b=2:1, 1:1, 1:2, 1:3$ 这四种比值来讨论加热对 Kelvin 波周期的影响。

6.2.1 低层最大加热

如图 3 所示, 四种比值大小对应的波动有其各自的特点: 对于积云加热占主要部分的情况 (图 3a), 其波动也更接近于积云加热所激发的形式。但由于层云加热也同时在起作用, 因而波动较为规整, 周期比较明显。随着层云加热的贡献增大, 波动更倾向于以波包形式演变 (图 3b-d)。由此可知在加热强度较小的情况下, 波动形式就发生了非常明显的变化, 说明层云加热在改变波动变化上起到了很大的作用。

表 2 列出了不同比例下、不同最大加热层的条件下 MJO 的激发情况。层云加热在激发 MJO 上一方面扩大了加热强度的取值范围, 使得 MJO 更

易发生; 另一方面层云加热加入使得满足条件的加热强度下限值增大, 如表 2 所示, MJO 出现的加热强度都有了不同程度的提高。

但当最大加热出现在低层时, 如果层云的比例较大, 那么层云的低层冷却作用会使得加热激发作用有所抑制。

表 2 各层加热不同比例下激发 MJO 所需要的加热强度 η_0 取值范围

Table 2 The range of heating intensity (η_0) with different ratios between the cumulus heating and stratiform heating that allows the MJO to occur ($\delta=2, 0, -2$)

积云:层云	MJO 出现的范围		
	低层	中层	高层
2:1	[4, 10]	[1, 7]	[1, 2]
1:1	[6, 35]	[2, 10]	[1, 3]
1:2	[10, 30]	[3, 19]	[1, 3]
1:3	[5, 12]	[10, 41]	[1, 3]

6.2.2 中层最大加热

与低层加热情况一致, 在层云加热所占比例较小 ($a:b=2:1$) 时, 其特点与积云加热类似, 低频、高频振荡共存; 随着层云加热增强, 周期性 (波包) 更显著。同时, 由图 4b-d, 随着层云加热贡献的

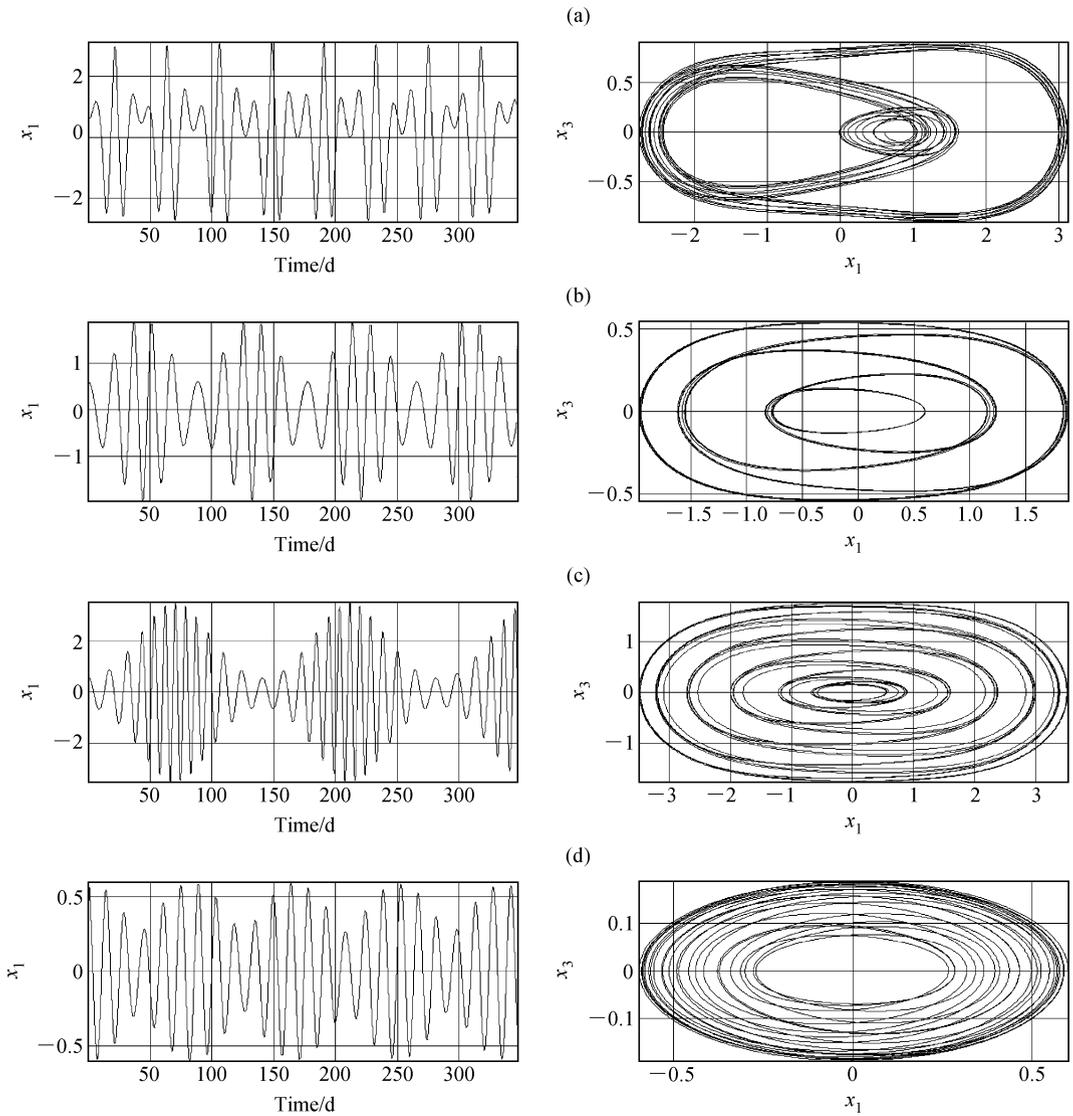


图3 非线性 Kelvin 波的第一模在一定加热条件下的长期变化及相图 (加热强度 $\eta_0=4$ 且最大加热高度为对流层低层): (a) $a:b=2:1$; (b) $a:b=1:1$; (c) $a:b=1:2$; (d) $a:b=1:3$
Fig. 3 Time evolution of x_1 and the phase trajectories in the (x_1, x_3) -plane with $\eta_0=4$, $\delta=2$ corresponding to (a) $a:b=2:1$, (b) $a:b=1:1$, (c) $a:b=1:2$, and (d) $a:b=1:3$

增多, 波包的周期变长。同时, 随着加热强度的增强, 四种比例对应的波动周期都逐渐减小, 强度增加至一定范围时出现 30~60 天的 MJO。

从表 2 中我们可以看出, 对于最大加热高度为中层的情况, 层云加热的增强导致 MJO 出现的 η_0 下限阈值逐步递增, 且 η_0 的范围也在逐步扩大。但前面讨论过, 仅层云加热作用时, 在 $\delta=0$ 的情况下波动表现为原始的 Kelvin 波形式, 周期 15 天左右。这说明层云加热不仅可以自身激发 MJO ($\delta=2$), 还可以通过与积云相互作用改变波动状态 (如

波形, 波动周期等), 导致 MJO 的产生。

6.2.3 高层最大加热

结合图 4 和加热廓线可以看出, 当高层出现非常强烈的加热时, 波动周期不超过 25 天 ($\eta_0=4$), 因而表 2 中所示的加热强度范围都很小, 这与前两种情况有很大不同。由此得知, 积云加热和层云加热的叠加作用不能过强 ($\eta_0 < 4$), 否则短周期更明显, 周期跳出 30~60 天的 MJO 范围, 出现更高频的波动。另外, 与前面两种最大加热高度情况一致, 波包所包含的波数随层云贡献的增大而增多。

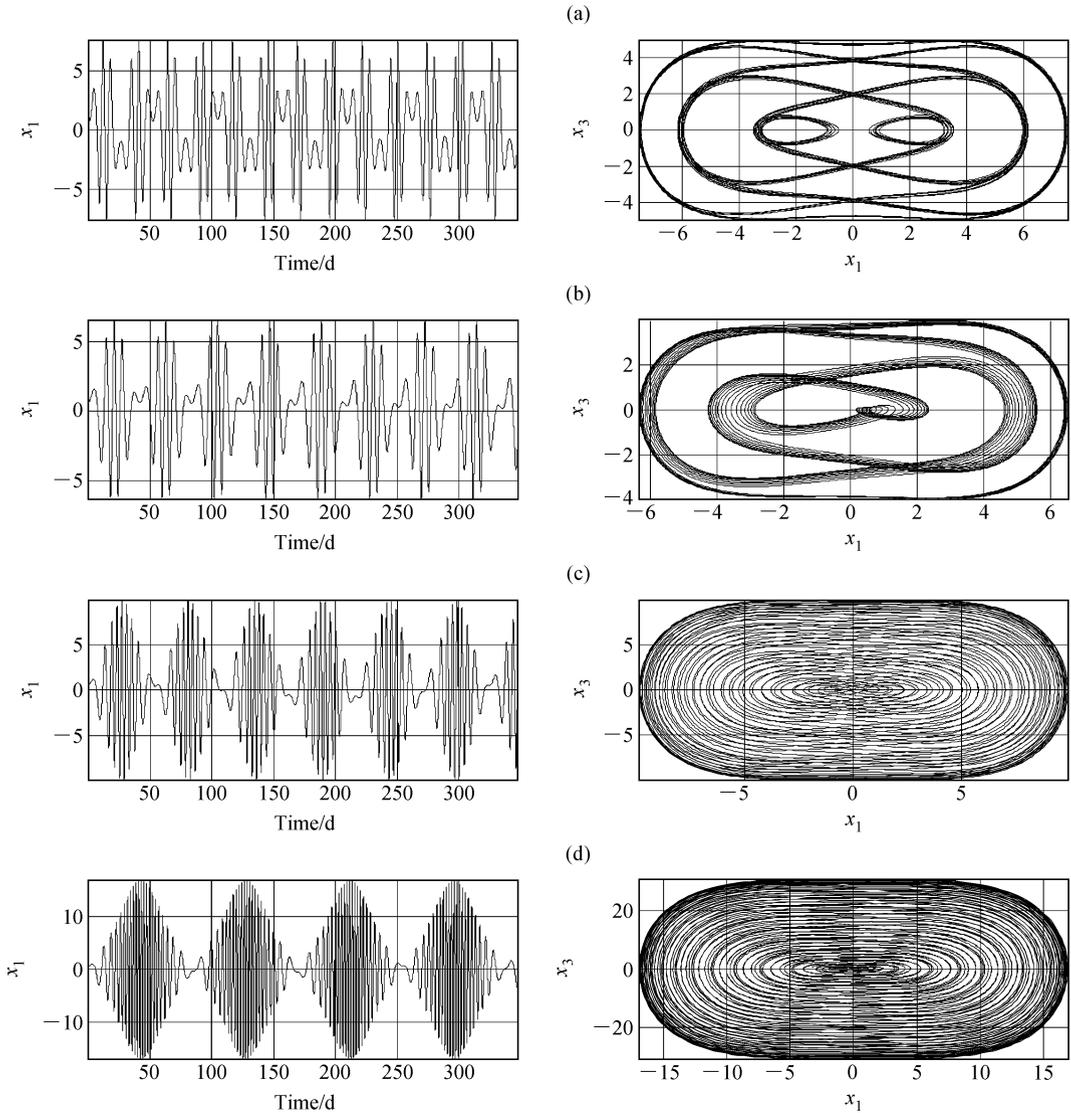


图4 同图3, 但最大加热高度为对流层中层

Fig. 4 Same as Fig. 3, but with $\eta_0=4$, $\delta=0$

7 结论和讨论

通过比较不同加热高度情况, 不同加热分布情况和不同加热强度条件下的 Kelvin 波的长期演变, 可以得到以下主要结论:

(1) 层云加热作用的引入, 相比于原有模式中仅考虑积云加热的情况, 能够扩大加热强度的取值范围, 使热带大气更易发生 MJO。另外, 单独仅考虑层云的加热作用同样可以激发 MJO, 但这种激发作用不适用于最大加热出现在中层的情况。这是由层云高层加热底层冷却的加热性质所决定的。

(2) 层云加热改变了波形特征, 使得激发的波

动更规律。波动多以波包的形式演变, 周期更显著, 波包的周期一般随加热强度的增大而减小, 波包的波数随层云贡献的增大而增多。

(3) 在积云和层云共同作用的前提下, 最大加热高度不同也会导致 MJO 出现的几率不同。它主要取决于积云加热和层云加热相对贡献的大小 ($a:b$) 和最大加热强度的大小 (η_0)。

针对层云加热对 MJO 结构等方面影响的研究, Fu and Wang (2009) 利用 ECHAM-4 模式比较了不同比重的层云降水对于对流层内湿度场和温度场的影响, 结果显示只有层云作用占到一定比重时, 模式结果才能够较为接近于实际观测情况; 层

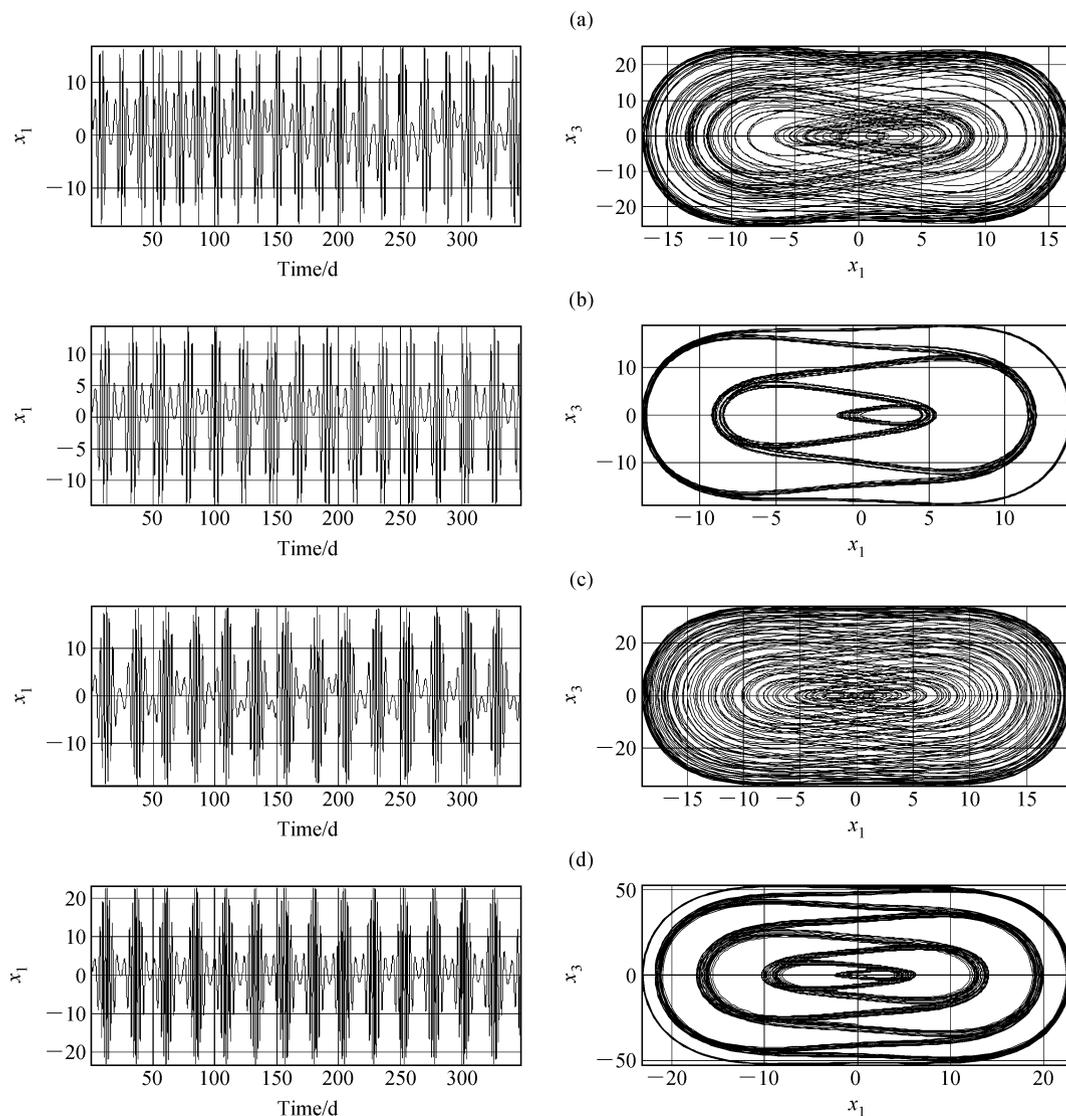


图5 同图3, 但最大加热高度为高层
Fig.5 Same as Fig.3, but with $\eta_0=4, \delta=-2$

云贡献过小, 湿度场和温度场的变化较弱, 使得 MJO 无法形成和维持。由于本文所得到的模式相对比较简单, 并不能像 GCMs 那样细致精确地反映实际大气的状况, 层云的加热作用如何影响 MJO 结构, 传播等方面的研究还有待进一步探讨。

参考文献 (References)

Chang C P, Lim H. 1988. Kelvin wave-CISK: A possible mechanism for the 30 - 50 day oscillations [J]. *J. Atmos. Sci.*, 45 (11): 1709 - 1720.
Fu X H, Wang B. 2009. Critical roles of the stratiform rainfall in sustaining the Madden-Julian Oscillation: GCM experiments [J]. *J. Climate*, 22 (14): 3939 - 3959.

Greco M, Olson W S. 2006. Bayesian estimation of precipitation from satellite passive microwave observations using combined radar-radiometer retrievals [J]. *J. Appl. Meteor. Climatol.*, 45 (3): 416 - 433.
Houze R A. 1982. Cloud clusters and large-scale vertical motions in the tropics [J]. *J. Meteor. Soc. Japan*, 60 (1): 396 - 410.
Houze, R A. 1997. Stratiform precipitation in regions of convection: A meteorological paradox? [J]. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 78 (10): 2179 - 2196.
李崇银. 1983. 对流凝结加热与不稳定波 [J]. *大气科学*, 7 (3): 260 - 268. Li Chongyin. 1983. Convective condensation heating and unstable mode [J]. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmospherica Sinica)* (in Chinese), 7 (3): 260 - 268.
李崇银. 1990. 大气中的季节内振荡 [J]. *大气科学*, 14 (1): 32 - 44. Li Chongyin. 1990. Intraseasonal oscillation in the atmos-

- phere [J]. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmospherica Sinica)* (in Chinese), 14 (1): 32–44.
- 李崇银. 2000. 气候动力学引论 [M]. 第二版. 北京: 气象出版社, 106–135. Li Chongyin. 2000. *An Introduction to Climate Dynamics* (in Chinese) [M]. 2nd ed. Beijing: China Meteorological Press, 106–135.
- Lin J L, Mapes B, Zhang M H, et al. 2004. Stratiform precipitation, vertical heating profiles, and the Madden-Julian Oscillation [J]. *J. Atmos. Sci.*, 61 (3): 296–309.
- Lin J L, Kiladis G N, Mapes B E, et al. 2006. Tropical intraseasonal variability in 14 IPCC AR4 climate models. Part I: Convective signals [J]. *J. Climate*, 19 (12): 2665–2690.
- Lorenz E N. 1963. Deterministic nonperiodic flow [J]. *J. Atmos. Sci.*, 20: 130–141.
- Luo Dehai. 1999. Bifurcation of nonlinear Kelvin wave-CISK with conditional heating in a truncated spectral model: A possible mechanism of 30–60-day oscillation at the equator [J]. *Adv. Atmos. Sci.*, 16 (2): 279–296.
- Neelin J D, Held I M, Cook K H. 1987. Evaporation-wind feedback and low-frequency variability in the tropical atmosphere [J]. *J. Atmos. Sci.*, 44 (16): 2341–2348.
- Rickenbach T M, Rutledge S A. 1998. Convection in TOGA COARE: Horizontal scale, morphology, and rainfall production [J]. *J. Atmos. Sci.*, 55 (17): 2715–2729.
- Schumacher C, Haze R A. 2003. Stratiform rain in the tropics as seen by the TRMM precipitation radar [J]. *J. Climate*, 16 (11): 1739–1756.
- Slingo J M, Sperber K R, Boyle J S. 1996. Intraseasonal oscillations in 15 atmospheric general circulation models: Results from an AMIP diagnostic subproject [J]. *Climate Dyn.*, 1996 (12): 325–357.
- Takahashi M. 1987. A theory of the slow phase speed of the intraseasonal oscillation using the wave-CISK [J]. *J. Meteor. Soc. Japan*, 65 (1): 43–49.