

季节内尺度热带-中纬相互作用机制初探

王国民 黄士松

(南京大学大气科学系, 南京 210008)

提 要

本文使用一个简单的全球二层大气环流模式作了强迫响应数值试验。模式中引入了代表热带低频偶极型对流的异常强迫。结果表明这一强迫不仅能激发显著的局地大气响应, 也能引起北半球中纬显著的低频异常波列, 中纬波列的发展与热带强迫变化之间存在四分之一位相差关系。这些结果与观测研究的结果一致。进一步的分析表明, 大气响应的位相滞后与强迫产生的能量从内模向外模的非线性转换过程有关。最后提出了季节内尺度热带-中纬相互作用的可能机制。

关键词: 季节内振荡; 热带-中纬相互作用; GCM 试验。

一、引 言

大气季节内时间尺度的振荡是观测到的大气振荡中最明显的信号之一。早在 1972 年 Madden 等^[1]就已发现热带对流层上层纬向风存在周期为 40—50 天左右的振荡。最近李崇银^[2]又发现这种时间尺度的振荡在中高纬也存在。

许多研究表明热带季节内时间尺度的振荡与热带对流异常有十分密切的关系。由于热带的对流活动与射出长波辐射(OLR)有很好的内在一致性, 因此研究中常常使用 OLR 来表征对流活动的强弱。对热带地区 OLR 资料的诊断分析表明^[3], 热带对流确实具有明显的季节内尺度振荡, 振荡主模的水平分布呈东-西向的偶极型, 两个活动中心分别位于赤道中太平洋和印尼到西太平洋地区, 这两个中心的 OLR 扰动显示明显的反相关变化。

通过分析热带 OLR 和中纬对流层中上层位势高度之间的相关, Lau 等^[4]发现在季节内时间尺度上热带-中纬存在强烈的相互作用。这种相互作用表现为中纬三支低频波列(EUP、PNA 和 NA 型)的发展与热带对流的变化之间有一定的位相关系。当热带对流增强时, 中纬的波列减弱; 反之当热带对流减弱时, 中纬的波列增强。热带和中纬扰动发展变化之间存在的这种 1/4 位相差表明其中必有某种动力学过程在起作用, 通过这一过程把热带对流的发展和中纬环流的变化联系了起来。

本文通过简单的大气环流模式试验研究热带季节内时间尺度上低频偶极型对流异常对中纬大气环流的影响, 试图通过这一试验阐述上述热带-中纬相互作用的过程机制。

二、模式及试验设计

1. 模式

本文使用球面 p 坐标中的原始方程组为模式方程组, 它包括涡度方程、散度方程、热力学方程、连续方程和静力方程^[7]. 将大气按图 1 所示分为垂直二层, 取刚性上、下边界条件, 则垂直差分形式的模式方程组写为

$$\begin{aligned} \partial \bar{\zeta} / \partial t = & -U[(\bar{\zeta} + f)\bar{U} + \zeta \bar{U}(\bar{\zeta} + f)\bar{V} + \zeta \bar{V}] - L[\bar{V} \bar{D}_1 - \bar{U} \bar{D}] \\ & - C_d(\bar{\zeta} - \zeta)/2 + K_d(\nabla^2 \bar{\zeta} + 2\bar{\zeta}/a^2), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \partial \hat{\zeta} / \partial t = & -U[(\bar{\zeta} + f)\hat{U} + \zeta \bar{U}(\bar{\zeta} + f)\hat{V} + \zeta \bar{V}] - \\ & - C_d(\zeta - \bar{\zeta})/2 + K_d(\nabla^2 \zeta + 2\zeta/a^2), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \partial \hat{D} / \partial t = & L[(\bar{\zeta} + f)\hat{V} + \zeta \bar{V} - (\bar{\zeta} + f)\hat{U} - \zeta \bar{U}] - c_p B \nabla^2 \hat{\theta} \\ & - \nabla^2(\hat{U} \bar{U} + \hat{V} \bar{V})/\cos^2 \varphi - C_d \bar{D}_1/2 + K_d(\nabla^2 \hat{D} + 2\hat{D}/a^2), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \partial \bar{\theta} / \partial t = & -L(\bar{U} \bar{\theta}' + \bar{U} \hat{\theta}', \bar{V} \bar{\theta}' + \bar{V} \hat{\theta}') - \theta_0 \bar{D} + \alpha(\bar{\theta}_e - \bar{\theta}) \\ & + K_d \nabla^2 \bar{\theta}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \partial \hat{\theta} / \partial t = & -L(\bar{U} \hat{\theta}' + \hat{U} \bar{\theta}', \bar{V} \hat{\theta}' + \hat{V} \bar{\theta}') + \bar{\theta} \hat{D} + \alpha(\hat{\theta}_e - \hat{\theta}) \\ & + K_d \nabla^2 \hat{\theta}, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 ζ 、 D 和 θ 分别为相对涡度、散度和位温, 平流算符定义为

$$L(A, B) = (\partial A / \partial \lambda + \cos \varphi \partial B / \partial \varphi) / a \cos^2 \varphi, \quad (6)$$

$(U, V) = (u, v) \cos \varphi$, (u, v) 为风的水平分量, θ_e 代表平衡位温, α 为松弛时间系数, 取为 $15 d^{-1}$.

θ 已分解为 $\theta = \theta_0 + \theta'$, θ_0 为 θ 的全球平均值, a 为地球半径, (λ, φ) 为经、纬度, $k_d = 1.4 \times 10^5 m^2 \cdot s^{-1}$ 为水平扩散系数, $c_d = 5 d^{-1}$ 为模式下层摩擦系数, $B = -(p/p_*)^{R/c_p}$, $p_* = 1000 hPa$ 为参考气压, R 为气体常数, c_p 为定压比热. 变量的外模和内模分量(例如 θ)定义为

$$\bar{\theta} = \frac{1}{2}(\theta_1 + \theta_3), \quad \hat{\theta} = \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_3). \quad (7)$$

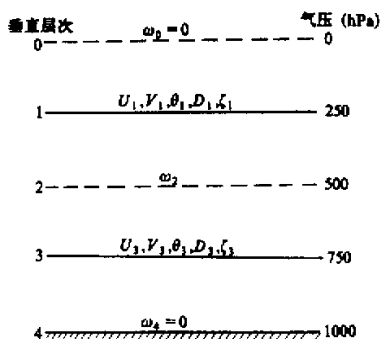


图 1 二层模式垂直差分示意图

使用球谐函数的三角形展开将模式方程组(1)~(5)化为谱形式, 截断波数取 20, 非线性项的计算采用转换法, 纬向 64 个等距经度和经向 32 个高斯纬度组成转换格点. 模式的时间差分采用半隐式方案, 时间步长 1 小时. 模式初条件取静止等温大气, 但在中纬温度场上叠加一个 6 波小扰动, 以激发斜压波的增长. 模式的气候强迫场(见下小节)在积分的前 15 天内从零线性增加, 15 天后取为常值. 模式积分 50 天后的逐日输出资料被用于统计分析.

2. 强迫场

本文使用上述模式进行了两个数值试验. 在第一个试验中模式强迫场为气候强迫场, 这一强迫场是根据观测资料代入模式方程求出相应的残差而得到的, 具体求法见文献[7]. 使用这种求法得到的气候强迫场的好处是, 在不涉及复杂物理过程的情况下模式能产生与观测比较一致的结果. 实际计算表明^[7]这一方法是行之有效的.

在第二个试验中我们引入了代表热带印尼—中太平洋上对流主模的异常强迫. 根据这一模态的观测结构^[6], 定义异常强迫函数的水平分布为

$$Q = Q_0 \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\varphi}{7.5^\circ} \right)^2 - \left(\frac{\lambda - 120^\circ}{20^\circ} \right)^2 \right] - \exp \left[- \left(\frac{\varphi}{7.5^\circ} \right)^2 - \left(\frac{\lambda - 180^\circ}{20^\circ} \right)^2 \right] \right\}, \quad (8)$$

它表示关于赤道对称的两个中心分别位于 120°E 和 180° 经度的偶极型. 强迫的振幅 Q_0 垂直平均值取 $5 \text{K} \cdot \text{d}^{-1}$, 据 Holton 的估计^[6]这相当于 $20 \text{mm} \cdot \text{d}^{-1}$ 的降水量, 但垂直分布据 Hartmann 等^[9]的结果取上层为下层的 2 倍. 因此最后得模式上层的异常加热率为 $6.7 \text{K} \cdot \text{d}^{-1}$, 下层为 $3.3 \text{K} \cdot \text{d}^{-1}$, 基本上反映了大范围积云对流加热的垂直分布特征.

3. 试验设计

如上所述第一个试验所用的只有气候强迫场, 因此可称为控制试验; 第二个试验设计为在控制试验的第 51 天引入热带的异常强迫, 且令其作周期为 45d 的振荡. 我们称这个试验为异常试验.

为了判别热带低频偶极对流强迫异常引起的模式大气变化的异常, 可使用异常试验和控制试验结果的差值场来进行讨论. 为此作了 6 个 45d 循环计算, 共有 $6 \times 45 \text{d} = 270 \text{d}$ 的逐日资料样本可供分析. 模式输出资料的滤波处理方法同文献[7], 经低通滤波后的资料保留了周期大于 10d 的扰动.

对控制试验我们已作了详细分析, 结果表明^[7], 该模式在气候强迫作用下, 不仅能产生与观测定性一致的时间平均环流, 还能产生显著的大气变化. 本文主要讨论异常试验的结果.

三、结果分析

1. 模式大气的响应特征

首先我们讨论异常试验中模式大气对热带周期性异常强迫的响应特征, 以此判别模式对强迫响应问题的模拟能力. 因为给定的异常强迫周期为 45d, 故取对应于偶极异常强迫达极值位相时段两个 11d 平均代表异常加热或冷却. 然后对 6 个 45d 循环作平均, 再取 120°E 中心为参考点作异常加热与冷却位相的差值场得图 2. 由图 2a 可见赤道上 120°E 中心和 180° 中心分别为异常辐散和异常辐合, 与偶极加热异常的分布特征一致. 散度异常的量级为 $6 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$, 该值的一半 ($3 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$) 代表了异常加热或冷却造成的散度异常的大小, 与观测数值^[10]一致, 说明本文所用加热异常的量级是合理的. 由

图 2b 的 250hPa 流函数差值图可见在加热(冷却)源区中心的赤道两侧存在一对反气旋(气旋)异常, 且热带环流异常(主要由流函数部分决定)的中心与强迫异常的中心位相一致。这一结果比线性理论的结果^[11]更接近实际观测, 因此非线性模式中这种强迫和响应类型的位相一致性说明一些线性理论^[12]强调的强阻尼作用是不正确的。从图 2b 还可见, 在源区北侧的副热带和中纬有明显的纬向风异常, 由于这里为东亚急流区(参见文献[7]的图 3), 因此热带的偶极低频强迫能够导致东亚急流的强度变化, 而急流的强度变化又能导致中纬低频波的异常^[13]。750hPa 环流差值图(图略)的特征是热带的风异常与 250hPa 的相反, 且其位相相对于 250hPa 偏西, 表明了热带局地响应的斜压性质。

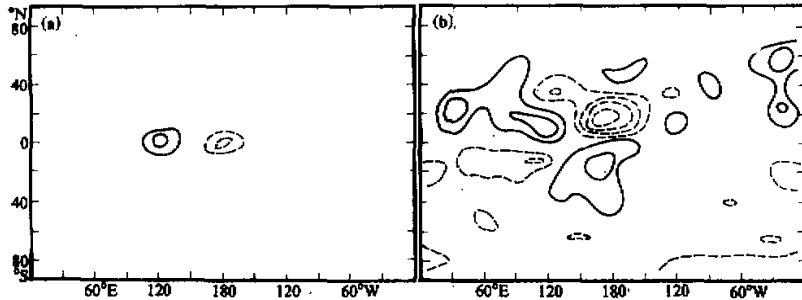


图 2 异常试验中热带强迫两个不同极端位相的平均差值场分布

(a) 250hPa 散度, (b) 250hPa 流函数, 等值线间隔(a)为 $0.25 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$,

(b) 为 $0.4 \times 10^{11} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 实线为正等值线, 虚线为负等值线, 零线已略去。

由于使用了周期为 45d 的偶极强迫源, 模式大气对异常强迫的响应类型不如对定态单源强迫的响应类型清楚。尽管如此, 这里的结果表明主要特征仍是一致的。因此在季节内时间尺度上热带低频对流强迫源也能够激发显著的大气强迫响应。

2. 模式大气低频异常的分析

如前所述, 控制试验和异常试验的差别是后者引入了热带低频强迫。本小节我们讨论该强迫激发的低频扰动的异常, 为此利用异常试验和控制试验结果的低通扰动统计量差值图来进行讨论。

图 3a 给出了 250hPa 低通纬向动量经向通量的差值场分布, 可见北半球最显著的特征是在东北太平洋地区出现异常的向北动量通量, 这一异常通量很显然与 180° 中心的热带低频强迫有关。另外从北美向东穿过大西洋到北非地区也存在动量通量的异常分布。这些通量异常的分布对应低频波的传播也存在异常, 因此热带的低频强迫能导致北半球中纬环流明显的低频异常。图 3b 为低通瞬变涡动动能的差值场分布。在北半球中纬东亚急流区附近可见有涡动动能的增加。由于在通量差值图(图 3a)上这些地区的动量通量异常只有很弱的分布, 因此这里的动能增加主要是由于热带偶极强迫导致的热带大气的局地环流异常(见图 2)对其北侧西风急流的直接影响。另一方面, 动能差值图上也显示了存在与图 3a 相似的从东亚急流出口区向东穿过大西洋及欧亚大陆再折向副热带地区的异常分布。这表明了这些中纬的低频动能异常与低频波的异常传播密切相关。

这些结果表明引入热带低频强迫后, 不仅在热带而且在中纬都能导致低频扰动的异常. 这些低频异常表现为在热带源区的上下游形成优势的波导区, 通过这些波导区热带和中纬的扰动发生联系和相互作用. 下小节的讨论进一步表明了这一点.

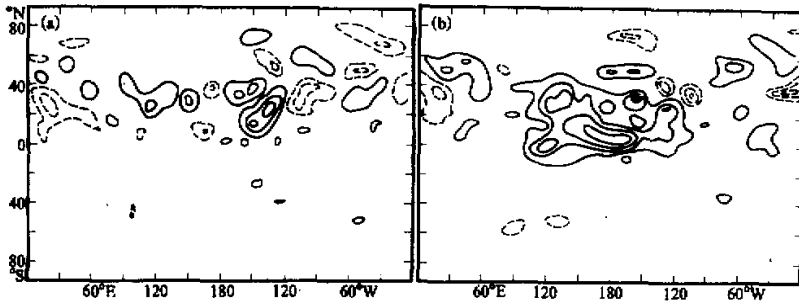


图3 250hPa 低通扰动的差值场分布

(a) 纬向动量通量, (b) 涡动动能, 等值线间隔为 $10\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$, 其余说明同图2.

3. 热带-中纬相互作用分析

在引言部分已经指出实际大气在 40—50d 尺度上存在显著的热带-中纬相互作用, 即在热带热源的不同强迫位相期中纬环流异常有不同的变化特征. 这里我们对模式模拟结果作类似的研究讨论.

将周期为 45d 的整个热带强迫循环分为四个位相: 位相 1 (P1) 对应 120°E (180°) 经度中心强迫从冷却(加热)转变为加热(冷却); 位相 2(P2) 对应 120°E (180°) 经度中心强迫达最大加热(冷却); 位相 3(P3) 和位相 4(P4) 分别与 P1 和 P2 相反. 对这四个位相分别作异常试验和正常试验的平均差值图(计算过程与上面第 1 小节所述类似), 从这些差值图讨论热带偶极强迫不同位相时期中纬环流异常型的响应特征.

图 4 给出了模式 250hPa 层四个位相的纬向风差场分布. 从图可见随着热带强迫从 P1 到 P4 位相, 中纬波列也经历了显著的变化. 在 P1 位相(图 4a), 热带的强迫异常最弱, 而北半球中纬从东北太平洋开始穿过北美、大西洋到欧亚大陆地区存在明显的异常波型; 到 P2 位相(图 4b), 热带的强迫异常达峰值, 但中纬度欧亚地区的波型反而明显减弱, 北美、大西洋地区的波型也有所减弱; 到 P3 位相(图 4c), 热带的强迫又趋减弱, 此时中纬欧亚地区的波型却增强; 在 P4 位相(图 4d), 热带的异常强迫达到与 P2 反号的峰值, 而上述中纬波型又趋于减弱. 这些响应结果给出了一个很重要的特征, 即热带对流强迫变化和中纬纬向风异常变化之间近似地有 $1/4$ 位相差关系, 而这一关系也正是观测研究^[9]发现的热带对流和中纬环流存在相互作用的主要特征.

为了了解上述风场异常型中旋转风和辐散风的贡献, 进一步作了流函数和势函数的类似差值场分布. 250hPa 层流函数差值场的特征(图略)与图 4 相似, 并且在中纬风场异常主要是由旋转风分量决定的; 对 250hPa 层的辐散风差场, 由图 5 可见辐散风主要限于热带纬度, 且它的变化与强迫变化的位相一致, 即在热带对流强迫最强的 P2 和 P4 位相(图 5b, d), 源区附近的辐散风也达到最大振幅.

上述合成差图分析, 表明了对热带强迫的不同位相大气旋转风和辐散风的响应, 具有完全不同的特征。对辐散风响应它的变化和强迫变化同步, 响应主要限于强迫源区;

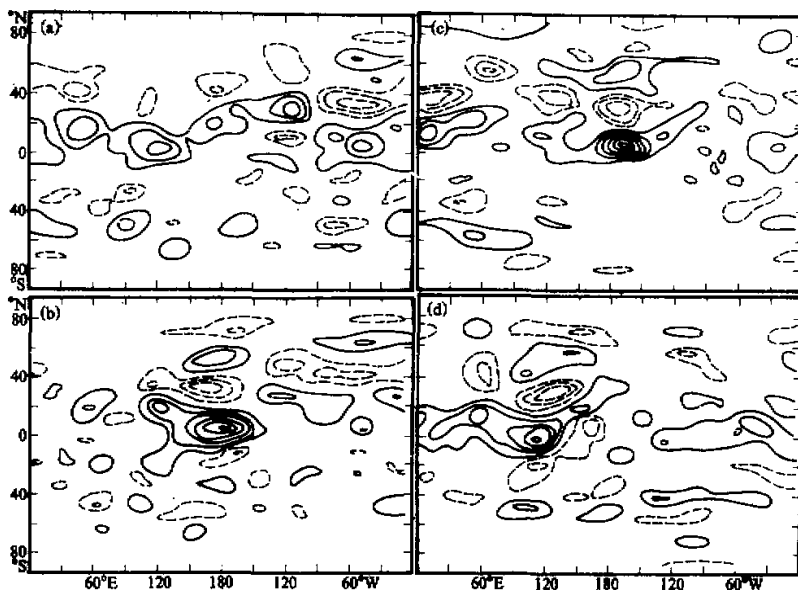


图4 热带强迫不同位相对应的250 hPa层纬向风差场分布

(a) P1, (b) P2, (c) P3, (d) P4 位相. 等值线间隔 $2.5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 其余说明同图2.

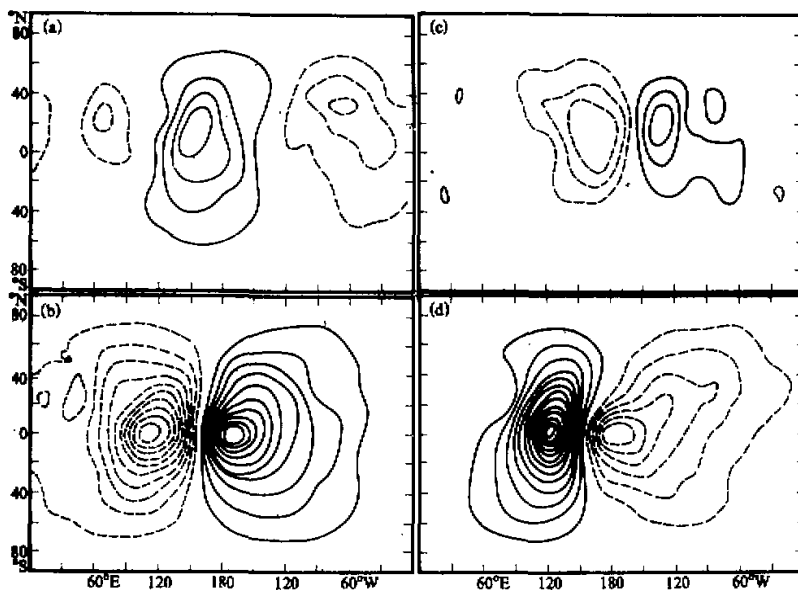


图5 热带强迫不同位相对应的250hPa层辐散风差场分布

(a) P1, (b) P2, (c) P3, (d) P4 位相. 等值线间隔 $0.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

对旋转风分量, 它的响应不仅在源区附近而且在中纬地区也有相当的振幅, 且中纬的环流异常变化与热带强迫的变化差 $1/4$ 位相. 这些结果提示在季节内时间尺度上热带的强迫影响在中纬具有一定的时间滞后, 这可能与强迫的能量向外模的转换及外模向中纬的能量频散过程有关. 为了表明这一点我们作了内模和外模差场六个循环平均的时间—经度剖面图. 图 6 给出了内模势函数低通差场的时剖图, 图中的时间坐标对应于热带强迫的整个循环. 由图 6a 可见, 沿赤道附近内模势函数的变化特征与图 5 的 P1—P4 位相差图的特征一致, 即在加热中心有强烈的辐散, 在冷却中心有强烈的辐合. 此外, 内模辐散风除了作同强迫一致的振荡外, 还有明显的向东传播, 在 21°N 纬圈(图 6b)扰动的振幅比赤道弱, 表明了赤道拦截 Kelvin 波的特征. 图 7 给出了外模流函数低通差场的时剖图. 与图 6 的内模分量相比, 外模分量的主要特征是它的位相变化滞后强迫约 1 周. 从赤道附近(图 7a)到副热带(图 7b), 外模的振幅一点也没有下降, 并且从图 7b 上还可见到在 P1 和 P3 位相外模流函数有明显的向东传播.

内模和外模分量显示响应的不同特征在风场上表现得更加清楚(图略). 造成这一响应位相差的原因可从模式方程的简单讨论得知. 由(4)式可见, 当加上异常强迫时, 立即能导致 $\bar{\theta}$ 的异常, 接着通过(3)式的惯性重力项($\nabla^2\bar{\theta}$ 项)又导致内模辐散风(或 D)的异常. 由于到这里的转换过程均是线性的, 因此强迫变化所激发的内模辐散风的响应和强

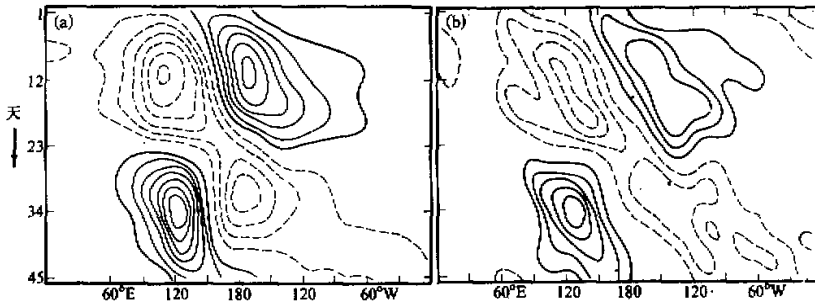


图 6 低通内模势函数差场的时间—经度剖面图

(a)沿 3°S , (b)沿 21°N . 纵坐标为热带强迫循环周期, 等值线间隔 $1 \times 10^6 \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. 其余说明同图 2.

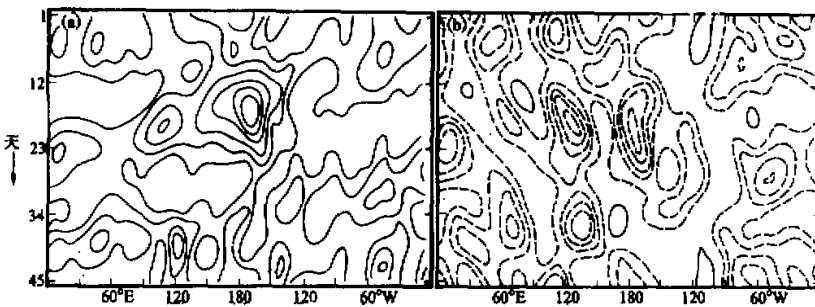


图 7 低通外模流函数差场的时间—经度剖面图

(a)沿 3°S , (b)沿 21°N . 等值线间隔 $2 \times 10^6 \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

迫应该是同位相的;但是由(1)式可见, D 的异常转换成外模流函数(或 $\bar{\psi}$)的异常完全是由非线性过程决定的.我们推测正是由于这一非线性(能量转换)过程才导致了外模响应的滞后性.考虑了这一点,并结合观测研究的有关结论,可能为热带-中纬季节内时间尺度上相互作用的过程机制提供了解释.这一过程可简述为热带对流发展伴随的能量从内模向外模的转换,外模向中纬频散,引起中纬三支波列(PNA、NA及EUP)的系统发展,以及EUP波列传入热带激发那里的对流发展,如此循环往复.本文指出能量从内模向外模的非线性转换的时间尺度约1周,而球面上二维Rossby波列的“建立”尺度据估计^[14]也是1周,则北半球三支波列的系统发展约需3周,因此整个循环总的时间尺度约为 $(1+3) \times 2 \approx 8$ 周,与季节内时间尺度一致.

五、结论和讨论

本文采用简单的全球二层大气环流模式研究了模式大气对季节内时间尺度上热带偶极对流异常强迫的响应.虽然热带强迫是给定的,因而排除了中纬扰动对它的作用,但是这样的研究仍能使我们从一个侧面了解热带-中纬相互作用的机制.从上述讨论我们有如下几点结论:

(1) 热带季节内时间尺度上低频偶极对流型异常强迫能够激发显著的局地环流异常响应.与一些线性理论的结果相比,本文的非线性模拟结果与观测更加接近.

(2) 上述热带低频强迫对中纬环流异常也有显著影响,特别重要的是中纬环流异常的时间变化和热带强迫的变化相差1/4位相.这一特征与观测研究揭示的特征一致.

(3) 进一步分析表明环流响应中的内模分量变化与强迫变化一致,而外模分量的变化滞后强迫变化约1/4位相.这种内模和外模分量的不同响应特征是由于不同的能量转换过程造成的,前者主要是线性过程,而后者主要是非线性过程.

(4) 结合本文和观测研究结果,提出了季节内尺度上热带-中纬相互作用的可能过程和机制.

本文只是从动力学方面提出了一些看法,但有关结果还是可以和一些观测研究结果相比较的.例如图4给出的热带-中纬相互作用的路径分布与李崇银^[3]分析观测的季节内尺度扰动类型的路径分布相类似(如该文的图12).另外本文结果也支持了Gao等^[15]的看法,即热带季节内尺度扰动并不一定是环绕全球热带向东传播的一个现象,它们可以仅在热带的某一经度范围(如印度洋到中太平洋地区)内东传,然后折向中纬,并从中纬的基本气流获得能量且增幅,再以正反馈的方式传回热带.考虑了中纬传播路径后可能可以克服一些理论研究^[16]在解释热带季节内尺度扰动起源的动力学时遇到的相速过快的问题.

参 考 文 献

- [1] Madden, R. and P. Julian, 1971, Detection of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific, *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702-708.
- [2] Madden, R. and P. Julian, 1972, Description of global scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109-1123.
- [3] 李崇银, 1990, 大气中的季节内振荡, *大气科学*, **14**, 32-45.

- [4] Liebmann, B and D. L. Hartmann, 1982, Interannual variations of outgoing IR associated with tropical circulation changes during 1974-78, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1153-1162.
- [5] Lau, K. M. and P. H. Chan, 1985, Aspects of the 40-50 day oscillation during the Northern winter as inferred from outgoing longwave radiation, *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 1889-1909.
- [6] Lau, K. M. and T. J. Phillips, 1986, coherent fluctuations of extratropical geopotential height and tropical convection in intraseasonal time scales, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 1164-1181.
- [7] 王国民, 气候强迫非线性模式大气的变化性, 大气科学论文集, 南京大学出版社(即将出版).
- [8] Holton, J. R., 1979, An Introduction to Dynamic Meteorology, Academic Press.
- [9] Hartmann, D. L. et al., 1984, Some implications of mesoscale circulations in tropical cloud clusters for large scale dynamics and climate, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 113-121.
- [10] Sardeshmukh, P. D. and B. J. Hoskins, 1985, Vorticity balances in the tropics during 1982-83 El Nino-Southern Oscillation event, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 261-278.
- [11] Gill, A. E., 1980, Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 447-462.
- [12] Holton, J. R. and D. E. Colton, 1972, A diagnostic study of the vorticity balance at 200mb in the tropics during the Northern Summer, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1124-1128.
- [13] Lau, K. M. and J. S. Boyle, 1987, Tropical and extratropical forcing of the large-scale circulation: a diagnostic study, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 400-428.
- [14] Hoskins, B. J. et al., 1977, Energy dispersion in a barotropic atmosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **103**, 553-567.
- [15] Gao, X. H. and J. L. Stanford, 1988, Possible feedback path for low-frequency atmospheric oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1425-1432.
- [16] Lau, K. M. and L. Peng, 1987, Origin of low-frequency (intraseasonal) oscillations in the tropical atmosphere. Part I: Basic theory, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 950-972.

Preliminary Study on Mechanism of Tropical-Midlatitude Interaction on Intraseasonal Time Scale

Wang Guomin Huang Shisong

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, 210008)

Abstract

Numerical experiments on forced response are carried out by a simple tow-level global atmospheric general circulation model. Anomalous forcing is introduced into the model, representing the tropical low-frequency dipole convective pattern. It is found that the forcing remarkably induces not only the local responses but also the low frequency anomalous wave trains in midlatitudes, and there is a one fourth phase difference between the midlatitude wave trains and the variation of the tropical forcing. These results are consistent with that of observational studies. Further investigation shows that the phase lag in atmospheric responses is related to the nonlinear transfer process of energy from internal mode to external mode generated by the forcing. Finally on the basis of above results, possible mechanism of tropical-midlatitude interactions is proposed.

Key words: Intraseasonal oscillation; Tropical-midlatitude interaction; GCM experiment.