

正压大气中基态定常波对强迫响应的影响*

王 国 民

(南京大学大气科学系)

提 要

本文利用正压涡度方程模式研究了热带不同经度位置异常强迫激发的中纬响应类型与北半球冬季基本气流定常波结构的关系。发现对热带印度洋和太平洋的大部分地区,中纬的响应类型主要由基态定常波的结构决定,并且基态定常波通过向扰动转换动能维持了中纬的响应。通过这些结果解释了 GCM 研究中发现的中纬异常响应类型对 El Niño 成熟期海面温度异常位置变化的不敏感性。此外还讨论了观测和 GCM 中出现的热带印度洋——太平洋地区低频尺度上的纬向偶极强迫源对 GCM 响应结果的作用。

一、引 言

最近十多年间对大气的低频变化现象进行了很多的研究^[1]。这些研究揭示大气低频变化的起因大致可归结为两类:一类与外强迫的异常变化有关,例如热带海面温度(SST)的变化、极冰异常等;另一类与大气的内部动力过程有关,这些过程能够产生具有低频变化性质的扰动。关于第一类原因,大气环流模式(GCM)研究已相当肯定地再现了观测的大气低频异常型^[2-3]。这些研究采用 El Niño 成熟期的赤道东太平洋 SST 异常作为大气的下边界异常研究模式大气的强迫响应。对北半球冬季条件作的试验表明,引入上述 SST 异常时,将使得热带太平洋的降水区东移, Walker 环流减弱;在中纬度的太平洋、北美地区产生一个显著的环流异常型,该类型与观测发现的 PNA 型十分相似。进一步研究表明^[4],当保持热带 SST 异常的强度和范围不变而经度位置东移时,热带的环流和降水异常有相应的改变,但中纬的 PNA 型位置却保持不变,仅仅振幅下降。由于与 SST 异常有关的降水异常产生的凝结潜热释放提供了对大气的异常强迫,因此这些研究表明中纬的环流异常型对低纬强迫源的经度位置不敏感。由于北半球冬季中纬度的基本气流包含有明显的定常波分量,上述 GCM 研究中热带和中纬响应的显著差异提醒基态定常波的存在可能对强迫波动产生影响。根据 Hoskins 等的讨论^[5],在纬向对称基态下,强迫源激发的波动将沿球面上的“射线”路径传播,且波动的传播路径完全由强迫源的位置决定。如果基态包含定常波,则可以预料强迫波和基态定常波将会发生相互作用,此时强迫波不仅与强迫源的位置有关,还与基态的纬向结构有关。为此,本文采用正压模式研究基态定常波对热带强迫波传播的影响来诊断 GCM 的试验结果,以期对大气低频变化的性质有更进一步的了解。

* 本文于 1989 年 3 月 28 日收到, 1989 年 11 月 6 日收到最后修改稿。

二、正 压 模 式

采用无辐散正压涡度方程模式诊断大气对 SST 等外强迫的响应研究已取得了许多有意义的结果^[6-8]。若把平均层取在对流层上层的 300 hPa, 则正压模式结果与斜压模式结果相当一致。因此本文同样采用正压模式来进行研究。由于 GCM 中出现的异常类型是对定态 SST 异常的长时间模拟的平均结果, 又由于本文主要诊断基态定常波对强迫响应的影 响, 故考虑如下的定态线性扰动涡度方程:

$$J(\bar{\psi}, \nabla^2 \psi) + J(\psi, \nabla^2 \bar{\psi} + f) + \alpha \nabla^2 \psi + K \nabla^6 \psi = R \quad (1)$$

其中 $\bar{\psi}$ 为基态流函数, 这里我们取观测的多年平均 1 月 300 hPa 的流函数代表北半球冬季的平均状况, ψ 为扰动(响应)流函数, $J(A, B) = \alpha^{-2}((\partial A / \partial \lambda)(\partial B / \partial \mu) - (\partial A / \partial \mu)(\partial B / \partial \lambda))$, $\alpha = 6.371 \times 10^6 \text{ m}$ 为地球半径, $\mu = \sin \phi$, λ 和 ϕ 分别代表经、纬度, $f = 2 \Omega \mu$ 为柯氏参数, $\Omega = 7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ 为地球自转角速, 阻尼系数 $\alpha = 7 \text{ d}^{-1}$, 高阶水平扩散系数 $K = 2.338 \times 10^{16} \text{ m}^4 \text{ s}^{-1}$, R 代表异常外强迫。

现在将基态流函数 $\bar{\psi}$ 分解为纬向流部分 $\bar{\psi}_1$ 和定常波部分 $\bar{\psi}_2$, 即

$$\bar{\psi} = \bar{\psi}_1(\mu) + \bar{\psi}_2(\lambda, \mu) \quad (2)$$

再设在基态纬向流 $\bar{\psi}_1$ 中异常强迫 R 激发的扰动流函数为 ψ_1 , 即成立下式

$$J(\bar{\psi}_1, \nabla^2 \psi_1) + J(\psi_1, \nabla^2 \bar{\psi}_1 + f) + \alpha \nabla^2 \psi_1 + K \nabla^6 \psi_1 = R \quad (3)$$

则 ψ_1 代表经典的按射线路径传播的球面上的二维 Rossby 波列(下称 ψ_1 为波列 I), 此时易知波列 I 的经度位置完全由强迫 R 的经度位置确定。由于 ψ 和 ψ_1 两个响应的强迫相同, 不同在于前一响应的基态中包含有定常波部分, 而后一响应中不包含定常波部分, 因此为了研究基态定常波对强迫响应的影响, 引入流函数

$$\psi_2 = \psi - \psi_1 \quad (4)$$

则可以认为 ψ_2 是由于基态定常波和波列 I 的相互作用产生的附加波列(下称 ψ_2 为波列 II)。为了求得 ψ_2 满足的方程, 将(2)和(4)式列入(1)式并利用(3)式可得:

$$J(\bar{\psi}, \nabla^2 \psi_2) + J(\psi_2, \nabla^2 \bar{\psi} + f) + \alpha \nabla^2 \psi_2 + K \nabla^6 \psi_2 = R_2 \quad (5)$$

其中

$$R_2 = -J(\psi_1, \nabla^2 \bar{\psi}_2) - J(\bar{\psi}_2, \nabla^2 \psi_1) \quad (6)$$

比较(5)式和(1)式可见, 若将 R_2 认为是强迫, 则 ψ_2 满足和 ψ 相同的方程。而由(6)式知, ψ_2 确实是由基态定常波和波列 I 的相互作用产生的, 形式上这一相互作用恰好等价于一个强迫源。在下一节, 我们将通过对相应于不同经度位置的异常强迫 R 的波列 I、相互作用强迫 R_2 及波列 II 的结构特征的讨论, 来研究基态定常波对强迫响应的影 响, 进而解释 GCM 的响应结果。

图 1 给出了模式所用基态定常波的结构, 可见在北半球的中纬, 基态定常波的振幅最大(流函数梯度最大), 最明显的特征是东亚急流和北美急流, 对应流函数为二个四极型的分布特征。南半球基态定常波的振幅很小, 说明这里以纬向气流为主。

强迫函数 R 的形式, 同文献[7]定义为:

$$R(\lambda, \phi) = \begin{cases} 0, & (\lambda - \lambda_0)^2 / \delta_\lambda^2 + \phi^2 / \delta_\phi^2 > 1 \\ -f D_0 \{1 - [(\lambda - \lambda_0)^2 / \delta_\lambda^2 + \phi^2 / \delta_\phi^2]^{1/2}\}, & \text{其他 } \lambda, \phi \end{cases}$$

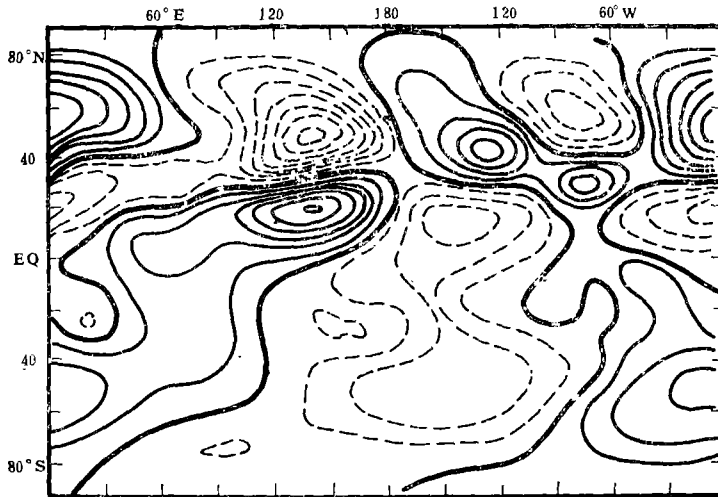


图 1 观测的 1 月 300 hPa 无量纲流函数的纬向偏差(即 $\bar{\psi}_2$) (等值线间隔 10^{-3} , 实线为正等值线, 虚线为负等值线, 粗实线为零线)

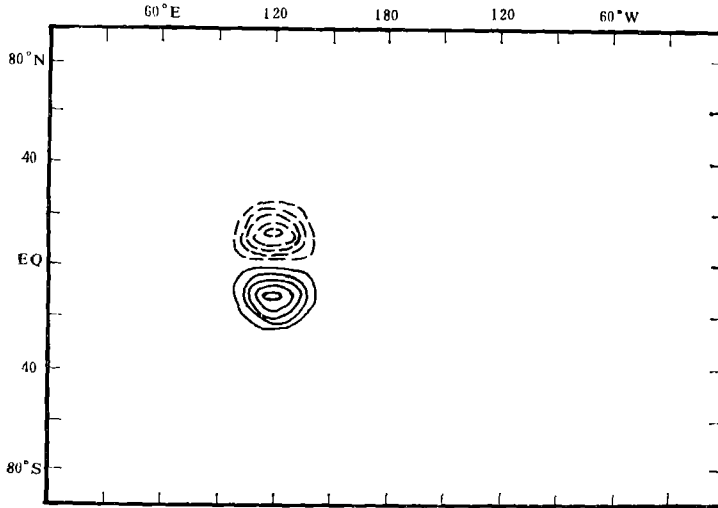


图 2 中心位于 $(0^\circ\text{N}, 120^\circ\text{E})$ 的无量纲强迫函数的水平分布(虚线表示反气旋强迫, 实线为气旋性强迫, 等值线间隔为 1.5×10^{-3})

上式中 D_0 代表热力异常产生的散度异常的大小, 为了近似表示 GCM 中 El Niño 期 SST 异常产生的涡度强迫, 计算时取 $\delta_\lambda = 30^\circ$, $\delta_\phi = 25^\circ$, $D_0 = 3 \times 10^{-6} \text{s}^{-1}$, 在代入方程求解时, R 的纬向平均已被消去。图 2 给出了中心位于 120°E 的强迫函数的分布, 可见对北半球为反气旋强迫, 南半球为气旋强迫, 这种型式的涡度异常对应的热力异常为加热型, 此时高层有辐散 ($D_0 > 0$), 在科氏力的作用下, 导致在南北半球反号的涡度异常。实际观测中也是这样的型式^[9]。

在求解方程之前, 使用 Ω^{-1} 和 a 为时间和长度尺度将 (1)、(3) 和 (5) 式无量纲化, 然后利用球谐函数展开空间场变量, 对流函数有 (三角形截断波数为 N)

$$\psi(\lambda, \mu) = \sum_{m=-N}^N \sum_{n=|m|}^N \psi_{mn} P_{mn}(\mu) e^{im\lambda} \quad (7)$$

其中 $P_{mn}(\mu)$ 为 m 阶 n 次连带 Legendre 函数, 对强迫场的展开类似。将这些展开式代入原方程, 利用球谐函数的正交关系可导出关于谱系数 ψ_{mn} 的方程组。由于完全的正压模式守恒全球平均的涡度和角动量, 因此谱方程中不用考虑 ψ_{00} 及 ψ_{01} 分量。利用这一点可将谱方程组化为一个阶数为 $(N^2 + 2N - 1)$ 的实线性非齐次方程组, 对该线性方程组求逆可得解 ψ_{mn} , 最后通过 (7) 式得到所要求的结果。计算时 N 取 20 个波, 求解的其他细节参见文献^[10-11]。

三、结果分析

1. 强迫响应试验

取赤道上中心位于 $0^\circ, 30^\circ\text{E}, 60^\circ\text{E}, \dots, 30^\circ\text{W}$ 经度的十二个强迫函数代表不同位置的热带异常强迫, 分别计算了相应的波列 I、相互作用强迫 R_2 、波列 II 和总波列(指波列 I 和波列 II 之和, 即 ψ) 的分布。为了首先有一个总体印象, 表 1 给出了对各个经度位置波

表 1 由赤道上每隔 30° 经度的强迫求得的波列 I 和波列 II 的空间方差占总波列空间方差的百分比

| 方差比 | 经度 | 0° | 30°E | 60°E | 90°E | 120°E | 150°E | 180° | 150°W | 120°W | 90°W | 60°W | 30°W |
|---|----|-----------|--------------------|--------------------|--------------------|---------------------|---------------------|-------------|---------------------|---------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| $\frac{\langle \psi_2^2 \rangle}{\langle \psi^2 \rangle}$ | | 66 | 31 | 47 | 79 | 80 | 45 | 52 | 61 | 30 | 36 | 47 | 49 |
| $\frac{\langle \psi_1^2 \rangle}{\langle \psi^2 \rangle}$ | | 54 | 93 | 83 | 33 | 9 | 41 | 53 | 38 | 67 | 53 | 50 | 81 |

列 I 和波列 II 空间方差占总波列空间方差的百分比¹⁾。如果对某些经度位置, 波列 II 占有很大的百分比, 而波列 I 只占很小的百分比, 则可以认为这些经度位置的热带强迫激发的波列受到了基态定常波的显著影响。由表 1 可见, 确实存在这样的情形, 即在印度洋—西太平洋地区 ($90^\circ\text{E}—120^\circ\text{E}$) 及中、东太平洋地区 (150°W) 附近, 波列 II 占有总波列一半以上的空间方差, 而波列 I 只占不到一半的空间方差。由于后一地区正是 El Niño 期存在热带异常强迫的地区, 且 GCM 产生的 300 hPa 基态定常波(参见文献[7]的图 2) 与观测(本文图 1) 几乎一致, 因此可以认为 El Niño 期热带 SST 异常强迫的波列受到了中纬基态定常波的强烈影响。

由表 1 还可见到, 120°E 强迫的波列受基态定常波的影响最大。图 3 给出了该强迫(见图 2) 产生的波列 I (图 3 a)、相互作用强迫 R_2 (图 3 b)、波列 II (图 3 c) 及总波列(图 3 d) 的分布。由图 3 a 可见, 对纬向流基态, 热带强迫激发的波列的传播特征与文献[5]的波射线理论预期的路径一致。远离源区波列向南北两半球呈近似大圆的路径, 且波数较低的分量可传至较高的纬度, 波数较高的分量在急流附近被拦截, 导致波列在急流的赤道—

1) 对场 $\psi(\lambda, \mu)$, 它的空间方差定义为:

$$\langle \psi^2 \rangle = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \psi^2(\lambda, \mu) d\lambda d\mu$$

若采用 (7) 式的展开式, 代入上式可求得

$$\langle \psi^2 \rangle = \sum_{m=-N}^N \sum_{n=1}^N \psi_{mn} \psi_{mn}^*$$

其中 ψ_{mn}^* 为 ψ_{mn} 的复共轭。

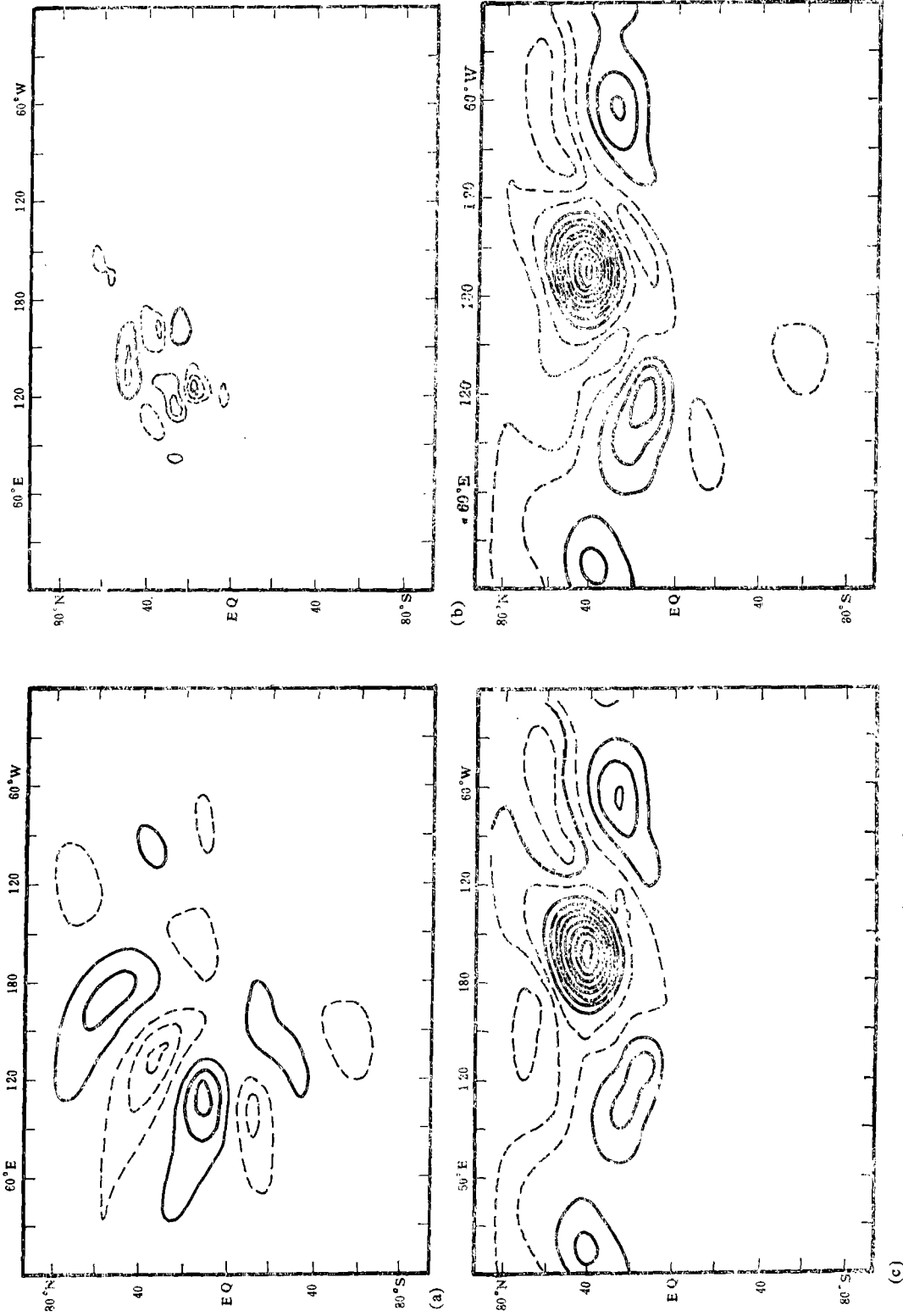


图 3 对 120°E 强迫求得的 (a) 波列 I (b) 波列 II (c) 总波列 I 与基态定常波相
 互作用强迫 R_2 (c) 由 R_2 强迫的波列 II (d) 总波列 II 的分布
 (所有场均是无量纲的, 等值线间隔 (a) 为 5×10^{-3} , (b) 为 3×10^{-3} , (c) 和
 (d) 为 1×10^{-3} ; 实线为正等值线, 虚线为负等值线, 零线已略去)

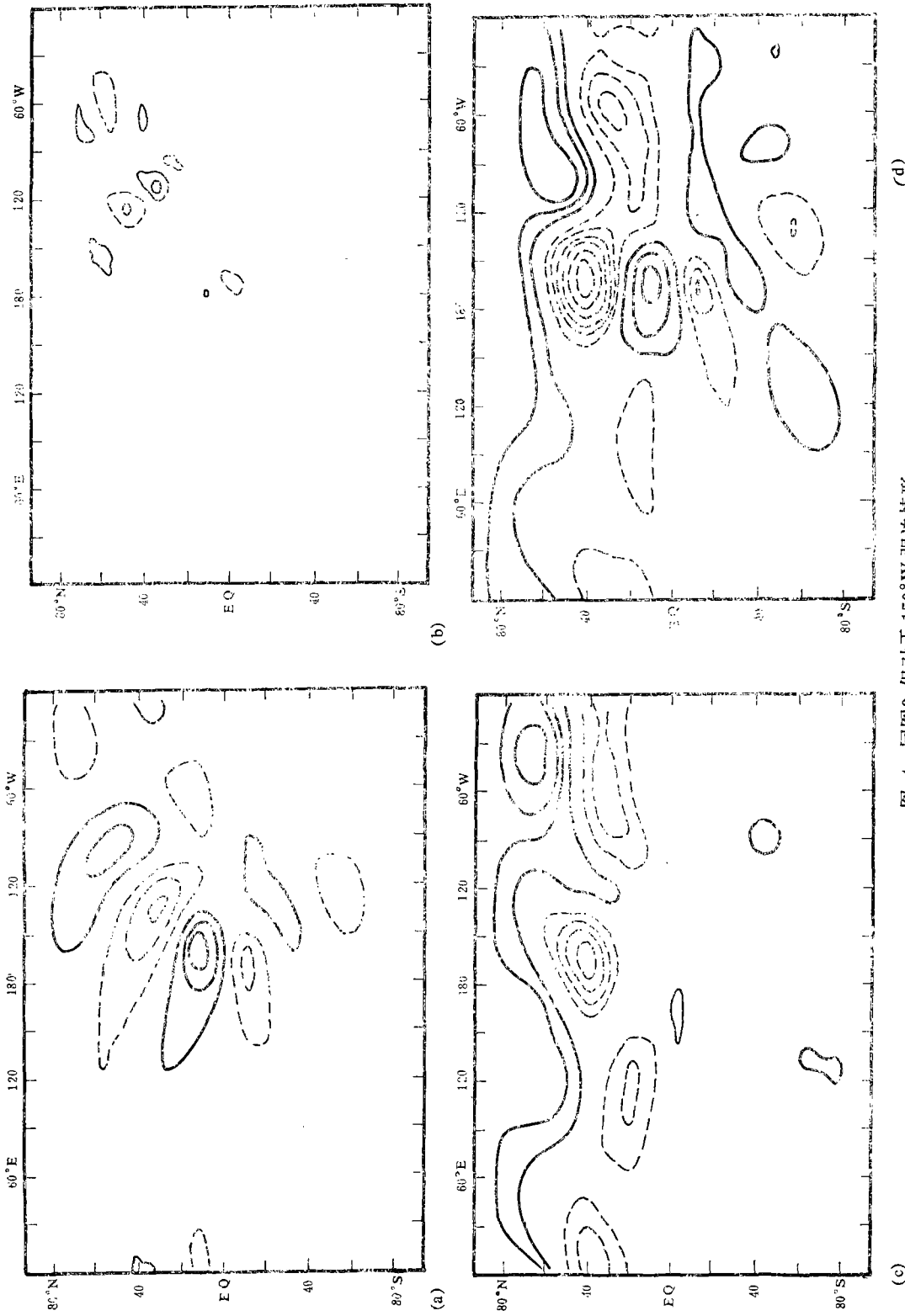


图 4 同图 3, 但对于 150°W 强迫情形 (等值线间隔(a) 为 5×10^{-3} , (b) 为 3×10^{-3} , (c) 和 (d) 为 0.5×10^{-3})

侧分裂。比较图 3 a 与图 1 可见,北半球的一支波列在传播中正好与东亚急流相遇,并产生强烈的相互作用,导致在急流的上、中游形成一个附加的强迫 R_2 (见图 3 b)。与图 2 的热带强迫相比, R_2 强迫的振幅更大、尺度更小,这一强迫激发的波列受东亚急流的波导作用^[10]及急流出口区基态动能向扰动的转换作用^[11]其振幅将在急流出口区达到最大。图 3 c 表明确实发生这样的情况。与总波列(图 3 d)相比,在 10°N 以北强迫响应几乎完全是由 R_2 强迫激发的。

现在讨论与 E Niño 期 SST 异常强迫位置比较一致的 150°W 的情形。图 4 给出了该经度位置的波列 I、强迫 R_2 、波列 II 及总波列的分布。图 4 a 的波列 I 仅仅是图 3 a 波列作简单的纬向位移,其结构保持不变,这与前述的讨论一致。图 4 b 的 R_2 强迫又是在中纬最大,由于此时波列 I 与基态定常波相遇在振幅较弱的地区,因此 R_2 的振幅比 120°E 情形有所下降,但是这里仍是东亚急流的出口区,因此 R_2 强迫激发的波列仍能有效地汲取基本态的动能,使得在这里扰动响应达最大。图 4 c 表明波列 II 的类型与图 3 c 几乎完全一致。另外可注意到图 4 d 的总波列与 GCM 响应结果(见文献[4]的图 2 和图 8)相似。

比较图 3 d 和图 4 d 的中纬响应,可注意到对同一符号的热带强迫,两个响应的类型相似,但异常中心的符号相反。分析其他不同经度位置的强迫响应结果(图略)发现,这种符号转变发生在 180° 经度附近。由于观测和模拟研究都表明中太平洋的降水异常和印度洋—西太平洋的降水异常之间存在着明显的反相关关系^[7],因此实际大气中低频时间尺度上热带的强迫异常呈现东—西偶极型分布。根据以上的讨论可知,这种极性反相的偶极强迫源中的两个中心所强迫产生的两个响应在中纬恰好是同相的,因此将进一步增加中纬响应类型对热带强迫经度位置变化的不敏感性。

2. 扰动动能平衡

前一小节讨论了基态结构对波传播的影响,现在要问为什么基态定常波能如此强烈地影响强迫响应的类型。这可由研究扰动动能的平衡来回答。由于这里考虑的是定态情形,因此同文献[7]讨论全球平均的动能平衡。

定义全球平均的扰动动能为 $KE = \left\langle \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \right\rangle$,则由(1)式可导得动能方程为:

$$0 = \frac{\partial KE}{\partial t} = CK + DK + FK \quad (8)$$

其中 $CK = \langle \psi J(\bar{\psi}, \nabla^2 \psi) \rangle$ 为基态动能向扰动的转换, $DK = \langle \alpha \psi \nabla^2 \psi + K \psi \nabla^2 \psi \rangle$ 为扰动动能的耗散, $FK = \langle -\psi R \rangle$ 为扰动动能的强迫产生,对波列 I 和波列 II 可得类似的方程。

表 2 给出了对不同经度位置强迫的总波列和波列 I 动能平衡各项的数值。对于波列 I,基态为纬向流,能量平衡不随经度而变,由表中最后一列数值可见,此时平衡主要由强迫和耗散决定,转换项很小,这意味着波列 I 基本上是由强迫源直接激发的频散 Rossby 波。当基态为纬向非对称情形时,由表 2 的前 12 列可见,对大多数经度的强迫而言(12 个中有 9 个)基态向扰动的能量转换比强迫本身提供的还多,这说明总波列除了受到异常外源的直接强迫外,还受到了附加强迫源的间接强迫,而后一强迫源正是由基态定常波提供的。为了更清楚地说明这一点,表 3 给出了波列 I 和波列 II 动能转换占总波列动能转换

表 2 不同经度位置强迫总波列及波列 I 动能平衡方程中各项的大小
(CK为转换项, DK为耗散项, FK为强迫项, 最后一列为波列 I 的数值, 无量纲因子 10^{-8})

| 项 \ 经度 | 0° | 30°E | 60°E | 90°E | 120°E | 150°E | 180° | 150°W | 120°W | 90°W | 60°W | 30°W | 波列 I |
|--------|-----|------|------|------|-------|-------|------|-------|-------|------|------|------|------|
| CK | 22 | 11 | 11 | 27 | 173 | 37 | 17 | 26 | 16 | 25 | 28 | 11 | 6 |
| DK | -34 | -22 | -25 | -46 | -202 | -50 | -35 | -44 | -29 | -38 | -40 | -25 | -21 |
| FK | 12 | 11 | 14 | 19 | 29 | 13 | 18 | 18 | 13 | 13 | 12 | 14 | 15 |

表 3 不同经度位置强迫波列 I 和波列 II 动能转换项占总波列动能转换项的百分比

| 百分比 \ 经度 | 0° | 30°E | 60°E | 90°E | 120°E | 150°E | 180° | 150°W | 120°W | 90°W | 60°W | 30°W |
|-------------------|----|------|------|------|-------|-------|------|-------|-------|------|------|------|
| $\frac{CK_2}{CK}$ | 58 | 2 | 46 | 79 | 79 | 32 | 54 | 61 | 13 | 37 | 30 | 27 |
| $\frac{CK_1}{CK}$ | 29 | 56 | 58 | 23 | 4 | 17 | 37 | 24 | 39 | 25 | 22 | 58 |

的百分比。由该表可见, 又是在印度洋—西太平洋和中、东太平洋地区基态定常波向扰动的动能转换有最大的贡献(在 90°E , 120°E 及 150°W 处, CK_2 与 CK 之比超过60%, 而 CK_1 与 CK 之比不足40%)。这些事实说明了中纬的强迫响应主要是通过基态定常波向扰动转换动能而维持的。

四、结 论

本文利用正压涡度方程模式研究了热带不同经度位置强迫异常激发的响应类型与冬季北半球中纬基态定常波结构之间的关系, 联系 GCM 作的大气对赤道太平洋 El Niño 时期 SST 异常强迫的响应对热带强迫经度位置不敏感的事实, 认为这些比较复杂模式的结果可以通过正压模式的诊断来解释。由本文的讨论可以认为中纬冬季基本气流中的强烈纬向非对称性是造成 GCM 中中纬响应对热带强迫异常位置不敏感的主要原因。另外由观测和 GCM 结果及本文的理论讨论也表明了热带低频时间尺度上印度洋—中太平洋地区的纬向偶极型的强迫异常分布与中纬度基态定常波的共同作用将使中纬的响应类型对这些经度范围内强迫位置的变化更加不敏感。通过诊断扰动动能, 发现中纬的异常响应类型主要是由基态定常波对扰动的动能转换维持的。

参 考 文 献

- [1] Hoskins, B. J., and R. Pearce (eds), Large-scale dynamical processes in the atmosphere, *Academic Press*, 1983.
- [2] Shukla, J., and J. M. Wallace, Numerical simulation of the atmospheric response to Equatorial Pacific sea surface temperature anomalies, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1613-1630, 1983.
- [3] Blackmon, M. L., et al., A general circulation model study of January climate anomaly patterns associated with interannual variation of Equatorial Pacific sea surface temperature, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1410-1415, 1983.
- [4] Geisler, J. E., et al., Sensitivity of January climate response to the magnitude and position of Equatorial Pacific sea surface temperature anomalies, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1037-1049, 1985.

- [5] Hoskins, B. J., and D. J. Karoly, The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1179-1196, 1981.
- [6] Sadeshmukh, P. D., and B. J. Hoskins, Vorticity balances in the tropics during the 1982-83 El Niño-Southern Oscillation event, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **111**, 261-278, 1985.
- [7] Branstator, G., Analysis of general circulation model sea surface temperature anomaly simulations using a linear model, Part I: Forced solutions, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 2225-2241, 1985.
- [8] Held, I. M., and I. -S. Kang, Barotropic model of the extratropic response to El Niño, *J. Atmos. Sci.*, **44**, 3576-3586, 1987.
- [9] Lau, K. M., and J. S. Boyel, Tropical and extratropical forcing of the large-scale circulation: a diagnostic study, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 400-428, 1987.
- [10] Branstator, G., Horizontal energy propagation in a barotropic atmosphere with meridional and zonal structure, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1689-1708, 1983.
- [11] Simmons, A. J., et al., Barotropic wave propagation and instability and atmospheric teleconnection patterns, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 1363-1392, 1983.

THE INFLUENCE OF STATIONARY WAVES ON FORCED RESPONSE IN BARO- TROPIC ATMOSPHERE

Wang Guoming

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University)

Abstract

In this paper, a barotropic vorticity equation model is used to investigate the relationship between midlatitude response of tropic forcing from different longitudinal positions and Northern winter stationary waves of basic flow. The results indicate that for the tropic forcing over most area of Indian Ocean and Pacific the midlatitude response patterns are determined mainly by the structure of the basic flow and are supported by the kinetic energy conversion of basic flow to perturbation. These results could interpret the finding that the structure of the GCM's midlatitude response is insensitive to the longitudinal position of the SST anomaly forcing during El Niño episode. Moreover, the roles of zonally oriented low frequency dipole convective anomaly forcing appeared in observation and GCM simulation on GCM midlatitude response are also discussed.