

## 经圈环流在大气对 SSTA 强迫响应中的作用

张虎强 张先恭

(国家气象局气象科学研究所)

朱抱真

(中国科学院大气物理研究所)

### 提 要

本文建立了一个包括经向 Hadley 环流作用的简单半谱模式并从1982年欧洲中心的客观分析资料中得到全球纬向平均场。经一系列数值实验发现,当 SSTA 处于赤道地区时,由它强迫产生的波动可以同时向南北半球传播。但若考虑经向 Hadley 环流( $\bar{v}$ )的作用,波传播的空间位相和振幅就有比较明显的变化,并更接近于实际大气环流异常情况。

当非绝热加热源位于偏离赤道的南北半球时,实验结果表明,如果不考虑 Hadley 环流,南北半球的非绝热加热很难在另一半球产生强的大气响应;考虑了 Hadley 环流后,则非绝热加热产生的波动可向另一半球传播。数值实验结果还表明,夏季当非绝热加热源的位置改变时,大气对其改变的响应不明显,而冬季大气对非绝热加热源的纬向位置的响应却非常敏感。

### 一、前 言

本世纪70年代以前,人们对赤道 SSTA 强迫作用的研究基本上是统计性质的简单解释。70年代后,Rossby 波频散理论的提出,使人们对赤道 SSTA 的作用可以做出比较合理的动力学解释。1977年 Hoskins 和 Andrews<sup>(1)</sup>用一个线性的正压涡度方程研究了 Rossby 波的纬向频散和经向频散,发现在全球范围内赤道强迫源可以产生一个强的 Rossby 波的频散。从此以后,人们开始用 Rossby 波的频散理论来研究全球大气对赤道副热带地区 SSTA 的强迫响应。

用线性化模式来研究全球大气对赤道副热带 SSTA 的响应时,在不考虑 Hadley 环流的情况下,不少工作者取得了与 Rossby 波频散理论相吻合的结论。但近几年的研究表明,虽然经向环流的量级同纬向基本气流相比非常小,但它在 Rossby 波的传播过程中却起着非常重要的作用。Schneider 和 Watterson<sup>(2)</sup>1984年用线性的全球浅水模式来检验纬向平均的基本状态对中纬度山脉强迫的定常响应时发现,当不考虑 Hadley 环流时,南半球的响应不明显,波在赤道东风带被截获;而当有一个经向风速场从北到南跨过东风带时,便可以在南半球产生显著的大气响应。1987年<sup>(3)</sup>这两位作者又进一步研究指出,波的频散关系

因是否考虑 Hadley 环流的作用而有根本的差别。但是,由于他们使用的是理想场资料,无法同实际情况做对比发现经圈环流的重要作用。

在上述工作基础上,本文将从描述大气运动的原始方程组出发,建立一个包含 Hadley 环流( $\bar{v}$ )在内的定常线性化斜压半谱模式。本工作计算时所需的纬向平均风场资料均是对1982年欧洲中心客观分析资料进行月平均和全球纬向平均而得的。因此它可以同实际的1982—1983年大气环流异常相比较。这样不仅可以对所得的结果进行检验,而且也是对纯理论研究结果的论证。

## 二、模式简述

在  $p$  坐标中,对控制大气运动的原始方程组进行线性化处理,并取其定常解。即对任一变量  $A(\theta, \lambda, p)$  有下列关系式:

$$A(\theta, \lambda, p) = \bar{A}(\theta, p) + A'(\theta, \lambda, p)$$

其中“ $\bar{\quad}$ ”表示纬向平均物理量,“ $'$ ”表示该物理量的空间分布异常。

考虑到大气平均的垂直运动量级很小,为计算方便本工作忽略了含有  $\bar{\omega}$  的项,得到下列线性化方程组(I):

$$\begin{aligned} \frac{\bar{u}}{a \cos \theta} \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \left( \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} - 2\Omega \sin \theta - \frac{\tan \theta}{a} \bar{u} \right) v' + \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial u'}{\partial \theta} - \frac{\tan \theta}{a} \bar{v} u' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial p} \omega' \\ = - \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \varphi'}{\partial \lambda} - K u' - K_1 \frac{\partial u'}{\partial p} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\bar{u}}{a \cos \theta} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} + \left( \frac{2 \tan \theta}{a} \bar{u} + 2\Omega \sin \theta \right) u' + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \theta} v' + \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial v'}{\partial \theta} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial p} \omega' \\ = - \frac{1}{a} \frac{\partial \varphi'}{\partial \theta} - K v' - K_1 \frac{\partial v'}{\partial p} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \varphi'}{\partial p} = - \frac{R T'}{p}$$

$$\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (v' \cos \theta) + \frac{\partial \omega'}{\partial p} = 0$$

$$\frac{\bar{u}}{a \cos \theta} \frac{\partial T'}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} v' + \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial T'}{\partial \theta} - \bar{\sigma} \omega' = \frac{Q'}{C_p} - K_T T'$$

其中:  $\bar{\sigma} = \frac{\bar{\alpha}}{C_p} - \frac{\partial \bar{T}}{\partial p}$ , 表征大气的平均稳定度,并且在模式中近似取为一常数。 $Q'$  表征大气所受的异常非绝热加热。

$$Q' = C_p \rho_s C_D |\bar{V}_s| \Delta T_s$$

$$K_T = K_{T0} + \rho_s C_D |\bar{V}_s|$$

其中  $\Delta T_s$  为海洋表面温度异常,  $|\bar{V}_s|$  为表层的平均风速。

对方程组(I)进行无量纲化和纬向傅氏展开的处理,则可得到有关扰动振幅  $u, v, \omega, \varphi, \alpha$  的线性化方程组(II):

$$\bar{W}_p u + \bar{\alpha} v + \bar{\gamma} \frac{\partial u}{\partial \theta} + \bar{\eta} \frac{\partial u}{\partial p} + \bar{\beta} \omega = ik \varphi$$

$$\begin{aligned} \bar{W}_s v + \bar{\delta} u + \bar{\gamma} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \bar{\eta} \frac{\partial \theta}{\partial p^*} + \bar{\varepsilon} \omega &= -\cos\theta \frac{\partial \varphi}{\partial \theta} \\ -\frac{ik}{\cos^2\theta} u + \frac{1}{\cos\theta} \frac{\partial v}{\partial \theta} + \frac{\partial \omega}{\partial p^*} &= 0 \\ \bar{W}_T \frac{\partial}{\partial \ln p^*} \varphi + \bar{\xi} v + \bar{\gamma} \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial \ln p^*} \varphi + \bar{\sigma}^* \omega &= -Q \end{aligned}$$

其中:

$$\begin{aligned} \bar{W}_D &= -\frac{iku^*}{\cos^2\theta} + \frac{K}{2\Omega} \\ \bar{W}_s &= -\frac{iku^*}{\cos^2\theta} + \frac{1}{\cos\theta} \frac{\partial v^*}{\partial \theta} + \frac{2\sin\theta}{\cos^2\theta} v^* + \frac{K}{2\Omega} \\ \bar{W}_T &= -\frac{iku^*}{\cos^2\theta} + \frac{K_T}{2\Omega} \\ \bar{\alpha} &= \frac{1}{\cos\theta} \frac{\partial u^*}{\partial \theta} - \sin\theta \\ \bar{\beta} &= \frac{\partial u^*}{\partial p^*} \\ \bar{\gamma} &= \frac{v^*}{\cos\theta} \\ \bar{\sigma} &= \sin\theta + \frac{2\sin\theta}{\cos^2\theta} u^* \\ \bar{\varepsilon} &= \frac{\partial v^*}{\partial p^*} \\ \bar{\xi} &= -\frac{1}{\cos\theta} \frac{\partial \bar{T}^*}{\partial \theta} \\ \bar{\eta} &= \frac{K_1}{2\Omega p_0} \end{aligned}$$

假定基本大气状态满足准地转和准静力近似,则 $\bar{\xi}$ 可进一步参数化为:

$$\bar{\xi} = -\frac{\sin\theta}{\cos^2\theta} \frac{\partial u^*}{\partial \ln p^*}$$

对上述线性化方程组(II)进行差分求解,其中垂直差分格式如图1所示。

将运动学方程和连续性方程写在 $p_2^*$ 和 $p_4^*$ 层上,将热力学方程写在 $p_3^*$ 层上,且有:

$$\frac{\partial A}{\partial p^*} \Big|_m = \frac{A_{m-1} - A_{m+1}}{p_{m-1}^* - p_{m+1}^*} \quad (m \text{ 代表层次})$$

在实际的计算过程中,表层SSTA引起的异常加热用一参数化方案写在500hPa层上。因此方程中的 $Q'$ 项就相当于由底层SSTA引起感热加热异常,再由感热异常引起潜热释放等总的非绝热加热源。具体表达式如下:

$$Q' = F \cdot C_p C_D \rho_s |\bar{V}_s| \Delta T_s \quad (F \text{ 为参数化系数})$$

将模式中的水平网格点上的经向差分采用中央差分的形式,则可得出—联立的线性化方程组来求解。

在计算过程中,为方便起见,不考虑地形的强迫作用,水平和垂直边界取为刚性边界。模式纬圈方向的谱展开取十个波,并近似认为这些波的叠加足够近似大气的定常扰动响应。在不考虑地形的情况下,模式中仅仅由基本气流的改变而引起的大气响应特征会更明显。

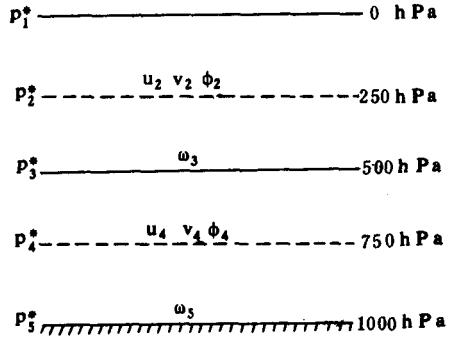


图1 模式的垂直差分格式

### 三、模式的结果分析

#### 1. 经圈环流在全球大气对赤道非绝热加热响应中的作用

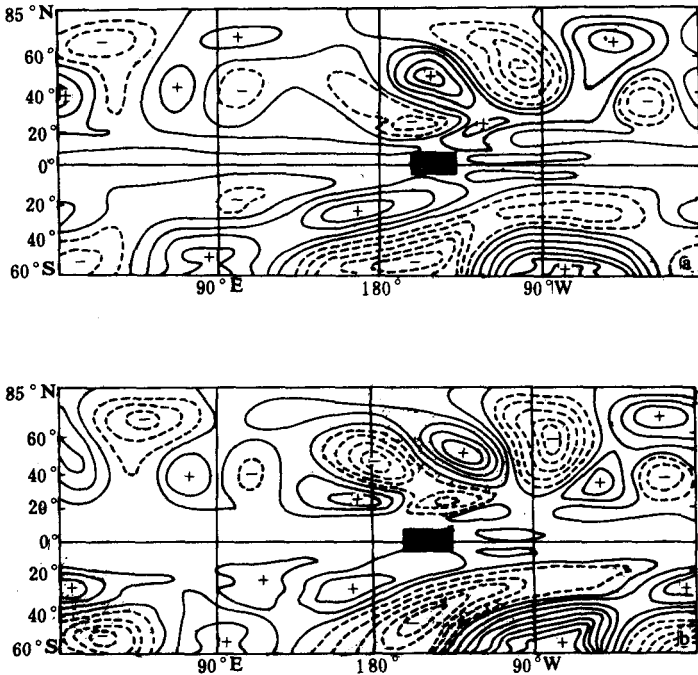


图2  $\bar{u}$  取1982年6月实测资料时,200hPa 位势场响应的对比实验(单位:  $m^2/s^2$ )  
 (a)无 Hadley 环流 MAX=55.00 MIN=-54.08 INTERVAL=6.00  
 (b)有 Hadley 环流 MAX=73.40 MIN=-47.80 INTERVAL=6.00  
 (阴影部分表示 SSTA 区域)

本文模式中只有简单的对整层大气的平均加热。当洋面出现 SSTA 时,假设海表温度发生异常的区域直接对大气产生加热强迫作用。换言之,方程组(1)中的  $Q$  分布简单地等于 SSTA 的分布,不存在任何的位相差,我们先在这种情况下,计算全球大气的响应。模式中 SSTA 的取值参考1982年后期 SSTA 的变化特征。

从图2a、b 的比较中可以看出,当强迫源位于赤道时,不论是否考虑 Hadley 环流的作用,波均可以向两半球传播,并且出现了与理论分析相一致的波列现象。由于6月份南半球正处于冬季,南半球副热带西风急流强大,因此南半球的响应比北半球更明显,振幅更大。从南北半球的比较中可以看出,冬半球大气响应的空间尺度要比夏半球大得多,这也符合实际大气的特征。

从图2a、b 的比较中还可发现,当不考虑平均经圈环流时,赤道强迫源产生的大气响应可向两半球传播;当考虑了 Hadley 环流后,波的空间位相和振幅均发生变化。从总体而言,考虑了 Hadley 环流后,北半球波列均有明显的东移现象。如 $180^{\circ}$ — $90^{\circ}$ W 之间正的位置高度扰动中心从( $43^{\circ}$ N,  $165^{\circ}$ W)移到了( $45^{\circ}$ N,  $130^{\circ}$ W)。其附近的负扰动中心也从( $45.5^{\circ}$ N,  $130^{\circ}$ W)移到了( $50.5^{\circ}$ N,  $85^{\circ}$ W)附近。此外,波的强度也有较大变化。如 $180^{\circ}$ — $90^{\circ}$ W 之间正扰动中心明显加强,其西部的负扰动中心范围也向东扩展并加强。

由于1982年夏季东太平洋已出现大范围的海温异常<sup>[4]</sup>,因此可将6月份的计算结果与1982年夏季的实况相比较,以便检验考虑了 Hadley 环流后是否与实际的大气异常更吻合。由于缺乏250hPa 层上的实际位势距平场,利用大气距平场的准正压性,将500hPa 的资料做为标准与250hPa 层上的模拟结果相比较。

图3为1982年6月份500hPa 高度位势距平面图。通过图2和图3的比较可以看出,有 Hadley 环流后的图2b 与图3结构更为相似。如图3中 $180^{\circ}$ 附近中纬度的负距平中心在图2a 上并没有很好地表现。但是在图2b 上 $50^{\circ}$ N,  $180^{\circ}$ 附近确实有一强的负中心出现。进一步分析可以发现, $180^{\circ}$ — $90^{\circ}$ W 强的正距平中心在图2a 上位于 $50^{\circ}$ N,  $150^{\circ}$ W,而在2b 上位于 $55^{\circ}$ N,  $130^{\circ}$ W。从图3可以看出在 $130^{\circ}$ W 的附近,甚至偏东地区确实出现了一大片强的正距平中心。

同理,本文分析了1982年12月份的情况。图4为有无 Hadley 环流的对比情况。同6月份一样,虽然 SSTA 强迫位于赤道时南北半球均可产生明显的大气响应,但考虑 Hadley 环流后,大气响应的结构和大小均有明显的改变。

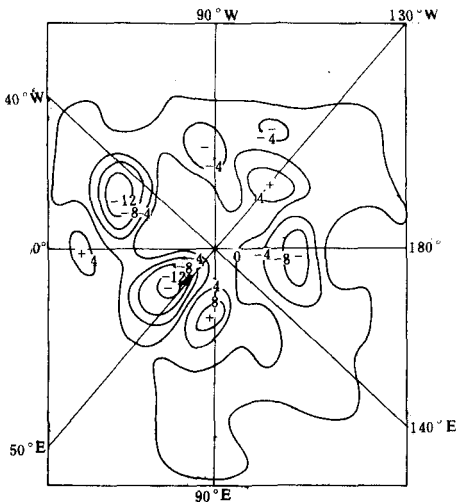


图3 1982年6月500hPa 位势高度距平 (单位:位势米)

图4a 中北半球 $90^{\circ}$ E— $110^{\circ}$ W 之间正的扰动中心在图4b 中范围扩大,并且中心位置向西移动了30个经距。其南侧的负距平中心强度和位置也都有明显加强,并向西扩展移动。同样, $90^{\circ}$ W 附近的正负中心位置和强度也发生了明显的变化。

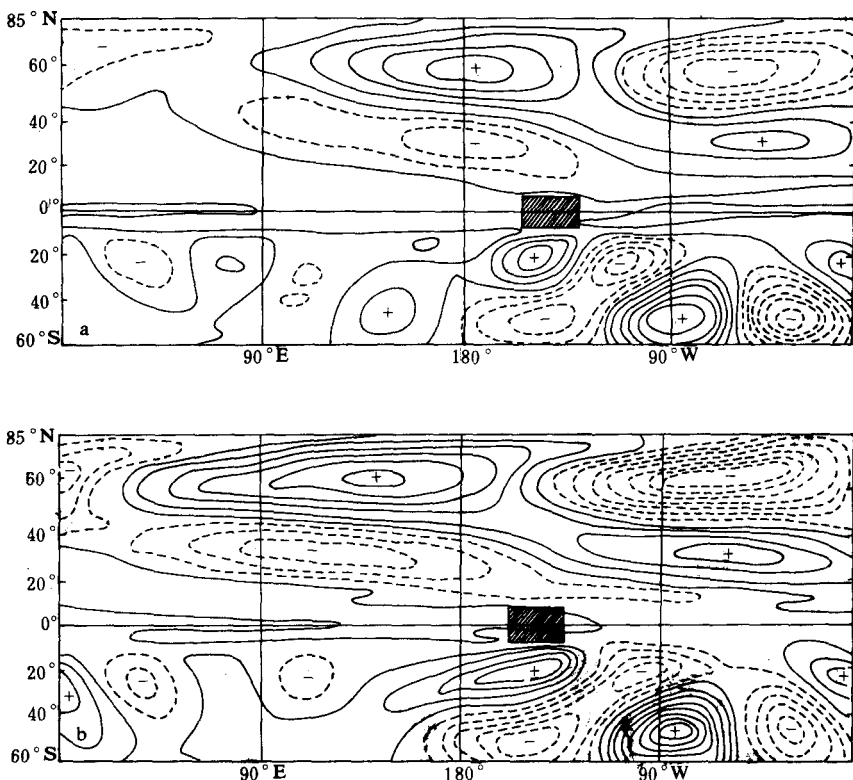


图4  $\bar{u}$  取1982年12月实测资料时,200hPa 位势场响应的对比实验(单位: $\text{m}^2/\text{s}^2$ )  
 (a)无 Hadley 环流 MAX=158.10 MIN=-128.30 INTERVAL=20.00  
 (b)有 Hadley 环流 MAX=210.30 MIN=-134.60 INTERVAL=20.00  
 (阴影部分表示 SSTA 区域)

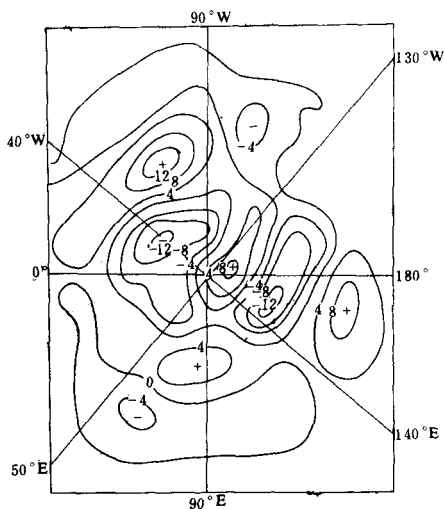


图5 1982年12月500hPa 位势高度距平(单位:位势米)

图5为1982年12月份500hPa层上的位势高度距平图。将图4与图5相比可以看出,考虑 Hadley 环流后图4b与实际对流层中上层的环流变化更接近一些。由图5可以看出,90°E—180°之间负距平中心并不出现在180°附近,而是出现在日界线以西的140°E区域。因此 $\bar{v} \neq 0$ 的情况下所得结果更接近实际情况。从图5上还可看出,90°W—0°之间的负距平中心和正距平中心也得到较好的模拟,强弱程度得到了较好的表现。

通过1982年6月和12月的对比实验可以看出,非绝热强迫源位于赤道时,考虑了经向 Hadley 环流的作用后,波的传播路径更接近于实际情况,同时与未考虑 Hadley 环流的结

果相比,波的传播特征有着明显变化。所以在 ENSO 监测过程中,经圈环流的作用必须给予充分的重视。

### 2. 经圈环流在全球大气对偏离赤道的非绝热加热响应中的作用

基于本模式结构上的一些特点,为了更清楚地表明经圈环流在全球大气对热带或副热带 SSTA 的非绝热强迫响应中的作用,本文将模式中的非绝热项置于南半球,并做了一系列的数值试验。

Webster<sup>[5,6,7]</sup> (1981, 1982), Hoskins<sup>[8]</sup> (1981), Simmons<sup>[9]</sup> (1982), Branstator<sup>[10]</sup> (1983) 等人用线性模式表明,如果不考虑平均基本环流的经向结构,则一个中纬度副热带地区的强迫很难穿过赤道东风带的 Rossby 波传播的屏障向另一半球传播。但是近些年来, Schneider 和 Watterson<sup>[2,3]</sup> 研究了考虑经向 Hadley 环流后 Rossby 波的传播特征。他们发现在 Rossby 波穿过赤道东风带的过程中,经向 Hadley 环流有着非常重要的作用。

图6a 和图6b 分别为模式计算出的1982年6月有  $\bar{v}$  和无  $\bar{v}$  的对比实验结果。模式中热源

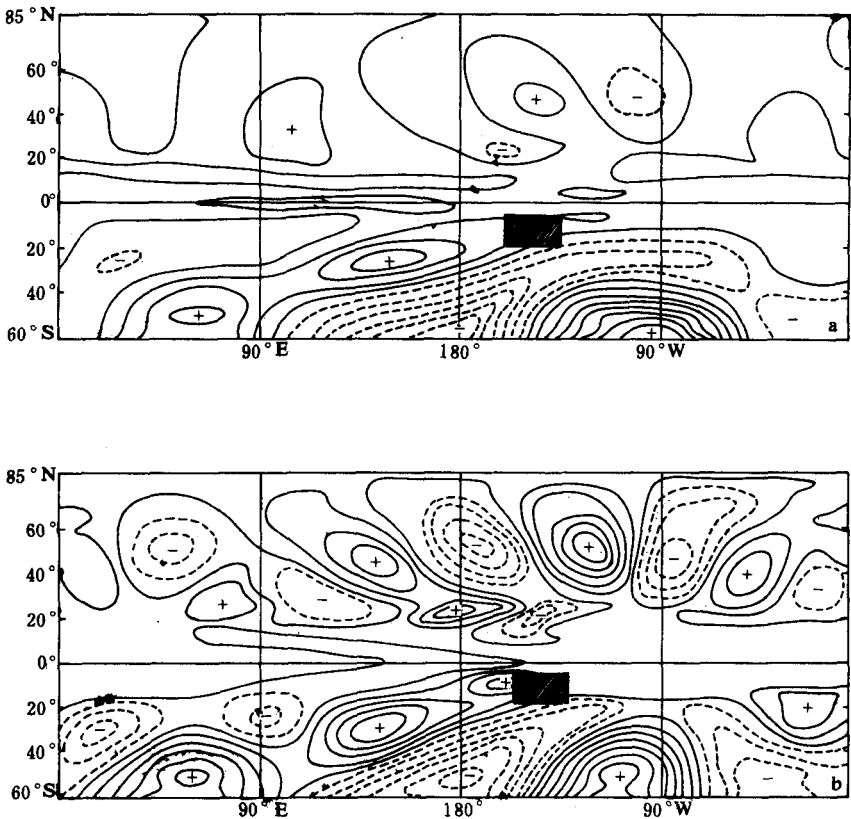


图6  $\bar{u}$  取1982年6月实测资料, SSTA 位于 $5^{\circ} \sim 15^{\circ}S$ 时, 200hPa 位势场响应的对比实验(单位:  $m^2/s^2$ )

(a) 无 Hadley 环流 MAX = 151.02 MIN = -150.00 INTERVAL = 18.00

(b) 有 Hadley 环流 MAX = 48.80 MIN = -50.02 INTERVAL = 6.00

(阴影部分表示 SSTA 区域)

位于南半球 $5^{\circ}$ — $15^{\circ}$ S 地区。

从图 6a、b 的比较中可以看出,如果不考虑 Hadley 环流的作用,则南半球赤道地区的非绝热加热就很难跨过赤道地区的东风层向北半球传播。波将在赤道东风带中被吸收和截获。如果考虑了 Hadley 环流的作用,从图 6b 中可以看出,位于南半球的强迫在北半球也有着非常明显的大气响应。

将图 6b 同图 2b 相比较,可以看出模式中热源处于赤道和处于赤道以南的南半球赤道地区时,北半球的大气响应有改变,但改变并不明显。只是 $180^{\circ}$ 附近正的扰动中心在热源位于南半球时范围反而更大。

同理本文也做了 1982 年 12 月的对比实验。如图 7a 和图 7b 所示,同样可以发现在冬季,当热源位于南半球时,北半球只能产生比较弱的大气响应。而当考虑了经向 Hadley 环流的作用  $\bar{v}$  后,则不但在南半球,在北半球也可产生非常强的大气响应。

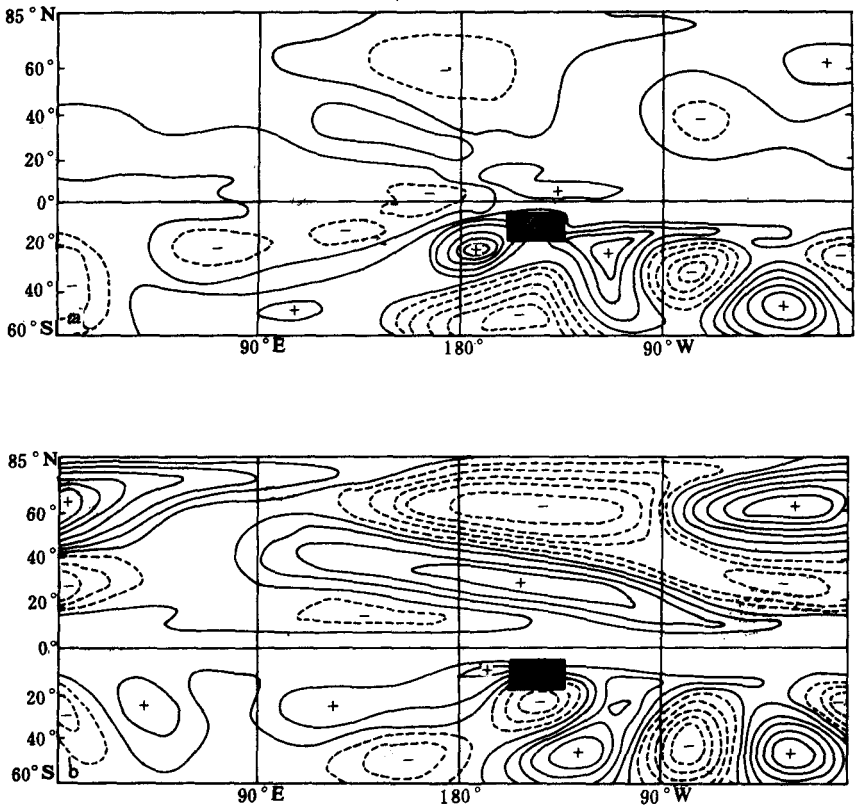


图 7  $\bar{u}$  取 1982 年 12 月实测资料时 SSTA 位于  $5^{\circ}$ — $15^{\circ}$ S 时, 200hPa 位势场响应的对比实验(单位:  $\text{m}^2/\text{s}^2$ )

(a) 无 Hadley 环流 MAX = 53.73 MIN = -47.70 INTERVAL = 6.00

(b) 有 Hadley 环流 MAX = 187.90 MIN = -151.30 INTERVAL = 20.00

(阴影部份表示 SSTA 区域)

将图 7b 与热源位于赤道地区的图 4b 相比可以看出,在冬季大气对海温异常引起的热源强迫的响应,对热源的纬向位置非常敏感。北半球的大气响应图 7b 与图 4b 几乎反位相,



南半球的响应结构同样也发生了很大的变化。与六月份的情况相比可以看出,大气在冬季非常敏感于热源强迫的纬向位置,而夏季则不然。

利用本模式,本文也做了将 SSTA 置于北半球偏离赤道地区的实验。同样可以得到类似于上述的结论。

#### 四、小 结

通过本文建立的简单模式,以及它的一系列实验我们可以发现 Hadley 环流在热带 SSTA 对大气非绝热强迫中的重要作用。经向环流可使 Rossby 波产生跨赤道东风带的传播。同时还发现冬季大气对热源的纬向空间位置非常敏感。

#### 参 考 文 献

- [1] Hoskins, B. J., A. J. Simmons, D. L. T. Andrewson, *Quart. J. R. Met. Soci.*, **103**, 438—447, 1977
- [2] Schneider, E. K., I. G. Watterson, *J. A. S.*, **41**, 2069—2083, 1984.
- [3] Schneider, E. K., I. G. Watterson, *Quart. J. R. Met. Soci.*, **113**, 779—813, 1987.
- [4] Wanger, A. T., *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 590—601, 1983.
- [5] Webster, P. J., *J. A. S.*, **38**, 554—571, 1981.
- [6] Webster, P. J., J. R. Holton, *J. A. S.*, **39**, 722—733, 1982.
- [7] Webster, P. J., *J. A. S.*, **39**, 41—52, 1982.
- [8] Hoskins, B. J., D. Karoly, *J. A. S.*, **38**, 1179—1196, 1981.
- [9] Simmons, A. J., *Quart. J. R. Met. Soci.*, **108**, 503—534, 1982.
- [10] Branstator, G., *J. A. S.*, **39**, 1689—1728, 1983.

### THE ROLE OF MERIDIONAL CELL IN THE RESPONSE OF ATMOSPHERE TO THE SSTA FORCING

Zhang Huqiang Zhang Xiangong

(Academy of Meteorological Science, SMA)

Zhu Baozhen

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

#### Abstract

A simple model is developed including the effect of the meridional cell. The global zonal mean fields are calculated from the data of EWMFC of 1982. A series of numerical experiments show that when the SSTA forcing locates at equatorial regions, the waves from the SSTA diabatic forcing can propagate towards both hemispheres. But when we consider the effect of Hadley cell, the characteristics of wave propagation have obvious changes in both the spatial phases and amplitudes, and they conform with the actual atmospheric anomalies all the more.

When the SSTA forcing locates at the northern (or southern) hemisphere, if we don't consider the Hadley cell effect, the diabatic forcing can not have a strong atmospheric response in the southern (northern) hemisphere. But when the Hadley cell is considered, the waves from the diabatic forcing can propagate towards the other hemisphere.

Furthermore, the seasonal effects on atmospheric response to the diabatic forcing are also discussed.