

# 热带海温异常影响华北夏季降水的机制研究

郝立生<sup>1</sup>, 陆维松<sup>2</sup>

( 1. 河北省衡水市气象局, 河北 衡水 053000 ; 2. 南京信息工程大学, 江苏 南京 210044 )

**摘 要** 利用正压涡度方程模式对赤道东太平洋和赤道西太平洋暖池区海温异常影响华北夏季降水的机制进行了研究。结果表明 ( 1 ) 赤道东太平洋海温升高, 西太平洋副高会前期加强, 位置异常偏北, 后期位置偏东, 华东 25°N 以南多低槽活动, 华北上空低槽活动少; 华北东部盛行南风, 长江中下游盛行北风扰动, 不利于水汽向华北输送。这些形势都不利于华北降水。( 2 ) 西太平洋暖池区海温降低, 副高减弱, 不利于华北降水, 华北上空多低槽活动, 是有利于降水的形势, 渤海、朝鲜半岛盛行北风, 而贝加尔湖及其东南方向为强南风, 冷暖空气不易交汇, 华北降水稀少。( 3 ) 西太平洋暖池海温降低对华北降水的影响不象赤道东太平洋海温异常那样显著。( 4 ) 极涡变化和热带海温异常之间的对应关系不确定。

**关键词** 海温异常, 华北降水, 物理机制

中图分类号: P463.3

文献标识码: A

## 引 言

大气环流的持续性异常是造成大范围气候和天气异常的直接原因。热带海温变化是影响大气环流的一个非常重要的因子, 海洋主要通过海表面对大气的非绝热加热驱动大气运动, 影响大气环流, 给各地气候造成异常。在气候变化中, 降水量的变化是被广泛关注的因素。过去, 关于江流域降水变化研究很多, 近年来对于华北和西北降水变化研究也很多<sup>[1-4]</sup>。

Webster<sup>[5-6]</sup>的研究表明, SSTA 对大气的影 响不是直接由感热输送引起的, 而是通过强迫大气产生对流、释放潜热引起的。如果正的海温异常发生在 Hadley 环流和 Walker 环流的上升支, 就可以使水汽辐合和大气加热增强。反之, 如果同样大小的正 SSTA 发生在下沉气流的下方, 将不能发生水汽辐合和降水, 因为加强的蒸发所产生的额外水汽将被辐散掉。由于赤道中东太平洋 SSTA 最显著, 因此长期以来对于热带地区大尺度海气相互作用的研究大多与赤道中东太平洋联系起来, 而对于 SSTA 相对来讲比较小的热带西太平洋地区研究的不是太多。Nitta<sup>[7]</sup>的研究表明, 热带西太平洋上空的云量

存在很大的年际变化, 冬季这种变化主要限于赤道区域, 而且与热带西太平洋 SST 的变化有很大关系。他指出, 在 El Niño 年, 赤道西太平洋 SSTA 为负值, 在 La Niño 年 SSTA 为正值。在这 2 种情况下赤道西太平洋有不同的对流活动, 对流异常的水平分布呈现东西向偶极型特征, 2 个主要活动中心分别位于赤道中太平洋和印尼到西太平洋地区, 两者呈反相关变化。黄荣辉<sup>[8]</sup>的研究结果表明, 夏季赤道东太平洋的海温与热带西太平洋的海温之间存在“翘翘板”效应, 即当赤道东太平洋的海温低时, 菲律宾周围的热带西太平洋的海温就高, 在此海域就有大量的对流活动产生。Wallace 和 Gutzler<sup>[9]</sup>统计分析了北半球冬季高度场, 发现了大气环流的变化存在着几种遥相关型, Hoskins 等<sup>[10]</sup>经过理论研究提出了著名的“大圆理论”, 用以解释遥相关和遥响应。朱抱真等<sup>[11]</sup>所绘青藏高原的响应图, 以及许多类型外源响应图可见波动传播的驻波特征。研究<sup>[12-13]</sup>表明, 赤道东太平洋海温正异常和西太平洋暖池海温负异常都可激发驻波波列, 不断地将从热带获取的能量输送到中高纬度地区, 影响中高纬度地区的大气环流。

数值模拟研究表明, 大气对于热带海表温度异

收稿日期 2005 - 10 - 30 改回日期 2006 - 03 - 20

基金项目 河北省气象局气象科学基金资助

作者简介 郝立生( 1966 - ) 男, 工程师, 硕士, 主要从事气候变化和季风研究。E-mail: hls54515@163.com

常的响应比对中纬度海表温度异常的响应要明显得多,热带海洋是全球气候变化的强信号区。大量事实说明,热带海表温度距平型的长期持续能导致持久性的或重复出现的异常大气环流。孙淑清<sup>[14]</sup>研究表明,华北地区降水异常是大气环流气候性变化和调整的结果,海温作为外源强迫对大气环流及天气气候,特别是华北地区降水有不可忽视的作用。陆日宇<sup>[15]</sup>用实际资料分析了赤道东太平洋海温异常影响华北汛期降水的可能物理机制。因为热带海温影响主要是通过对流层中高层的大气交换来影响中高纬环流的,对流层中高层大气具有正压特性。用数值模式研究太平洋海温异常对华北汛期降水的影响还不多。本文采用非绝热的正压涡度方程模式进行数值试验对热带太平洋海温异常影响华北夏季降水的机制进行研究,为进一步深入认识海温异常影响华北降水的机制和提高汛期降水预测技术提供参考。

## 1 数值模式和试验方案

### 1.1 数值模式

控制方程:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla(\zeta + f) + \varepsilon \nabla^2 \zeta + Q \quad (1)$$

式中  $\zeta$  是相对涡度,  $f$  是地转参数,  $\varepsilon$  是耗散系数,  $Q$  是外源强迫(这里取为海温异常),  $\vec{V} = u\vec{i} + v\vec{j}$  是水平风速矢量,这里已取无辐散假设<sup>[16]</sup>。

首先对涡度方程进行无量纲化处理。由于流动是无辐散的,所以速度矢量只含有流函数,于是

$$\vec{V} = \vec{k} \times \nabla \psi \quad (2)$$

从而

$$u = -\frac{1}{a} \frac{\partial \psi}{\partial \varphi} \quad (3)$$

$$v = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} \quad (4)$$

$$\zeta = \vec{k} \cdot (\nabla \times \vec{V}) = \nabla^2 \psi \quad (5)$$

因此,球面上的无辐散正压涡度方程为:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} - \frac{v}{a} \frac{\partial \zeta}{\partial \varphi} - \nu \beta + \varepsilon \nabla^2 \zeta + Q \quad (6)$$

式中  $\zeta$  是相对涡度,  $u, v$  是水平风速,  $a$  为地球半径,  $\varphi$  是纬度,  $\lambda$  是经度,  $\beta = 2\Omega \cos \varphi / a$  是 Rossby 参数,  $\Omega$  是地转角速度,  $\varepsilon$  是耗散系数,取  $\varepsilon = 2.5 \times 10^5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ <sup>[16]</sup>,  $Q$  是外源强迫(这里取为海温异常)。

假设  $u = \bar{u} + u'$  (7)

$$v = v' \quad (8)$$

$$\zeta = \bar{\zeta} + \zeta' \quad (9)$$

式中  $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\zeta}$  是时间平均量,  $\bar{\zeta} = -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial(\bar{u} \cos \varphi)}{\partial \varphi}$ ,

涡度方程可线性化为:

$$\frac{\partial \zeta'}{\partial t} = -\frac{\bar{u}}{a \cos \varphi} \frac{\partial \zeta'}{\partial \lambda} - \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial \lambda} - \frac{v}{a} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial \varphi} - \nu \beta + \varepsilon \nabla^2 \zeta' + Q \quad (10)$$

为书写方便,式中已将扰动量的“'”号去掉,又因

$$\bar{u} = -\frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial \varphi} \quad (11)$$

$$u' = -\frac{1}{a} \frac{\partial \psi'}{\partial \varphi} \quad (12)$$

$$v' = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \psi'}{\partial \lambda} \quad (13)$$

所以,涡度方程进一步化为:

$$\zeta_t = \frac{1}{a^2} \bar{\psi}_\mu \bar{\zeta}_\lambda + \frac{1}{a^2} \bar{\psi}_\mu \bar{\zeta}_\lambda - \frac{1}{a^2} \bar{\psi}_\lambda \bar{\zeta}_\mu - \frac{2\Omega}{a^2} \bar{\psi}_\lambda + \varepsilon \nabla^2 \zeta + Q \quad (14)$$

式中下标表示求导,  $\mu = \sin \varphi$ , 以  $(2\Omega)^{-1}$  为时间尺度,以  $a$  为长度尺度,方程可无量纲化为:

$$\zeta_t = \bar{\psi}_\mu \bar{\zeta}_\lambda + \bar{\psi}_\mu \bar{\zeta}_\lambda - \bar{\psi}_\lambda \bar{\zeta}_\mu - \bar{\psi}_\lambda + \varepsilon \nabla^2 \zeta + Q \quad (15)$$

此即是无量纲化的线性涡度方程。

接下来,将方程转换为谱形式。采用 15 波菱形截断,  $\zeta$  的谱展开式为:

$$\zeta(\lambda, \mu, t) = \sum_{m=-J}^J \sum_{n=|m|}^{J+|m|} V(n, m, t) Y_n^m(\lambda, \mu) \quad (16)$$

其中  $Y_n^m(\lambda, \mu) = e^{im\lambda} P_n^m(\mu)$ ,  $|m|$  是纬向波数,  $n$  是全波数,  $P_n^m(\mu)$  是第一类归一化的连带勒让德多项式, 涡度谱系数  $V(n, m, t)$  是与时间有关的复函数,  $Y_n^m(\lambda, \mu)$  是球面调和函数,此函数满足如下关系:

$$\nabla^2 Y_n^m = -\frac{n(n+1)}{a} Y_n^m \quad (17)$$

为计算方便,运用公式  $k = m \times 16 + (n - m) + 1$  可以将二重符号  $(n, m)$  变换成单重符号  $k$ , 对于一给定的

$k$  按  $m_k = \frac{k-1}{16}$  和  $n_k = k - 15 \times m_k - 1$  的整数运算法

则来计算  $m_k$  和  $n_k$ 。  $n, m, k$  的对应关系如下:

$(n, m)$	$k(n, m)$	$k \dots (n, m)$	$k$
$(0, 0)$	1 (1, 1)	17 \dots (15, 15)	241
$(1, 0)$	2 (2, 1)	18 \dots (16, 15)	242
	⋮	⋮	⋮

(14 ρ)	15 (15 λ)	31.....(29 λ5)	255
(15 ρ)	16 (16 λ)	32.....(30 λ5)	256

利用符号  $k$  将 (16) 式变为 :

$$\zeta(\lambda \mu t) = \sum_{k=1}^{k_{\max}} [V(k t)Y_k(\lambda \mu) + V^*(k t)Y_k^*(\lambda \mu)] \quad (18)$$

\* 号表示共轭  $V^*(+|m_k| n_k) = V(-|m_k| n_k)$ ,  $Y_k^*(+|m_k| n_k) = Y_k(-|m_k| n_k)$ ], 由于  $\zeta(\lambda \mu t)$  是实的, 只需预报  $m_k \geq 0$  的分量, 故 (18) 式可以改写为 :

$$\zeta(\lambda \mu t) = \sum_{k=1}^{k_{\max}} V(k t)Y_k \quad (19)$$

其中  $Y_k(\lambda \mu) = P_{nk}^{mk}(\mu)e^{im_k\lambda}$ 。同理, 谱展开流函数和外源项, 得

$$\psi(\lambda \mu t) = \sum_{k=1}^{k_{\max}} P_s(k t)Y_k \quad (20)$$

$$Q(\lambda \mu t) = \sum_{k=1}^{k_{\max}} R(k t)Y_k \quad (21)$$

其中  $P_s$  是流函数谱系数  $R$  是热源谱系数。

将 (19)、(20) 式代入 (5) 式并利用 (17) 式, 得

$$P_s(k t) = CA(k) \cdot V(k t) \quad (22)$$

$$CA(k) = -\frac{1}{n_k(n_k + 1)} \quad (23)$$

将 (19)、(20)、(21) 式代入 (15) 式, 得到控制方程的谱形式 :

$$\frac{dV(k)}{dt} = R(k) - BF(k) \cdot P_s(k) + \varepsilon \frac{V(k)}{CA(k)} + R(k) \quad (24)$$

此即用于数值试验的最终方程, 式中

$$BF(k) = im_k \quad (25)$$

$$F(k) = (\bar{\psi}_\mu \zeta_\lambda + \psi_\mu \bar{\zeta}_\lambda - \psi_\lambda \bar{\zeta}_\mu)_k \quad (26)$$

$F(k)$  项用谱变换方法计算, 在经度方向采用快速傅氏变换 (FFT), 而在纬度方向上的勒让德积分采用高斯积分公式, 这样, 首先将谱空间的涡度系数  $V$  和流函数系数  $P_s$  转换到格点空间中, 在格点上计算的结果再转回到波谱空间。

### 1.2 时间积分方案

模式采用中央差分格式 (又称蛙跃格式), 以三步法起步, 每天有 25 次迭代, 第 1 次是向前 1/2 时间步长, 第 2 次是中央 1/2 时间步长, 此后, 使用 1h 的中央时间步长, 见图 1。

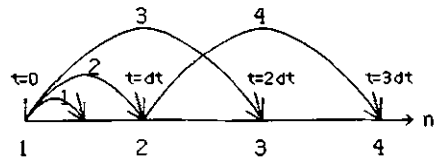


图 1 “三步法起步”时间差分方案的示意图

Fig. 1 The geometry map for time integral of getting up from three steps

为了消除计算过程中产生的没有意义的小扰动, 在模式中每积分 4 步进行 1 次平滑, 定义平滑算子 :

$$\bar{z}_t = z_t + s(z_{t+1} + z_{t-1} - 2z_t)/2$$

取  $s = 1/2$ 。

### 1.3 数值试验方案

分别将正海温异常置于赤道东太平洋、负海温异常置于西太平洋暖池区<sup>[17]</sup>, 如图 2 所示。

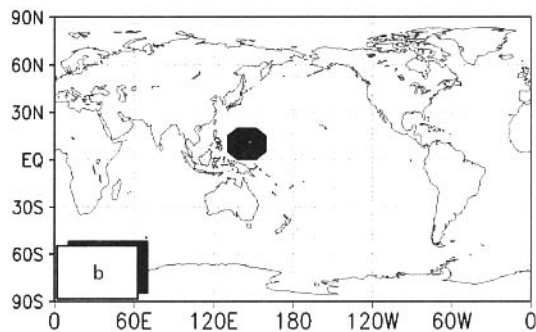
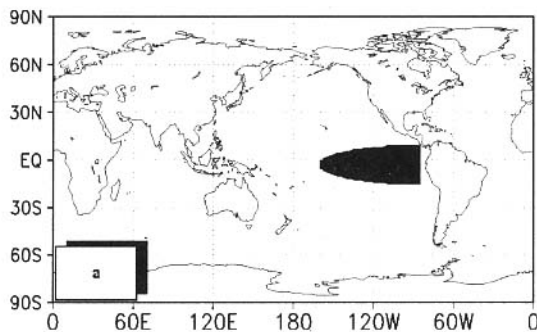


图 2 海温异常位置 a. 赤道东太平洋 (+); b. 西太平洋暖池 (-)

Fig. 2 The location of sea surface temperature anomaly : a for equatorial eastern Pacific (+), b for western Pacific warm-pool (-)

热源强迫取为<sup>[18]</sup>：

$$R = \begin{cases} -fD_0(1-g) & g \leq 0 \\ 0 & g > 1 \end{cases}$$

式中  $f$  为地转参数  $D_0 = 3.0 \times 10^{-6} s^{-1}$   $g = [(\lambda - \lambda_m)^2 / \delta_\lambda^2 + (\varphi - \varphi_m)^2 / \delta_\varphi^2]^{1/2}$   $\lambda_m$ 、 $\varphi_m$  为热源中心经、纬度  $\delta_\lambda = (\lambda_{\max} - \lambda_{\min}) / 2$   $\delta_\varphi = (\varphi_{\max} - \varphi_{\min}) / 2$   $\lambda_{\max}$ 、 $\varphi_{\max}$ 、 $\lambda_{\min}$ 、 $\varphi_{\min}$  分别为热源的最大经、纬度和最小经、纬度,以上热源为椭圆形,但对于东太平洋 SSTA,仅取其椭圆的左半部分,热源范围如下:

赤道东太平洋  $\lambda_m = 85^\circ W$   $\varphi_m = 2.5^\circ S$   $\delta_\lambda = 75^\circ$   $\delta_\varphi = 12^\circ$ 。

赤道西太平洋  $\lambda_m = 145^\circ E$   $\varphi_m = 10^\circ N$   $\delta_\lambda = 15^\circ$   $\delta_\varphi = 10^\circ$ 。

模式试验背景场取 1983 年 6 月 500 hPa 的月平均纬向风场  $u$ , 风场分布见图 3。风场取自 NCEP/NCAR 的再分析资料(格点  $144 \times 73$  格距  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ ),代入模式前先插值到  $48 \times 40$  的高斯格点上。

将对应的赤道东太平洋海温正距平场扰动和西太平洋海温负距平扰动分别代入模式,积分 2 个月,对 500 hPa 层的扰动高度场、涡度场和经向风场作

图进行对比分析。

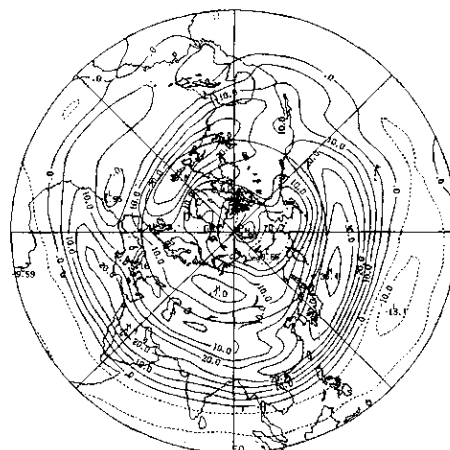


图3 1983年6月纬向风场  $u$  的分布

Fig.3 The zonal wind field distribution in June 1983

## 2 试验结果分析

### 2.1 对高度场的影响

赤道东太平洋海温升高,从 60 d 的积分可以看出,对大气高度场的影响使北半球高度场都为正距平扰动,见图 4a。尽管都是正距平扰动,但扰动场

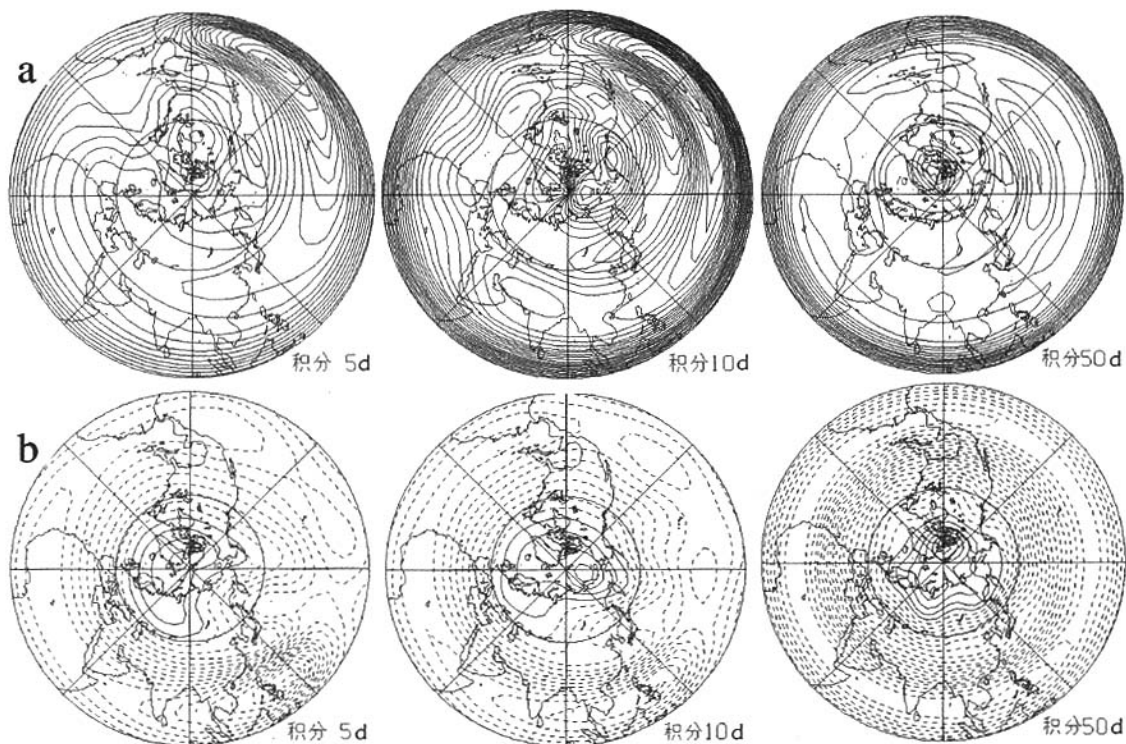


图4 海温异常对应的北半球高度场演变

(a 赤道东太平洋海温升高; b 西太平洋暖池海温降低)

Fig.4 The height field change as a function of time with sea surface temperature anomaly (a. positive anomaly of sea surface temperature over equatorial eastern Pacific; b. negative anomaly of sea surface temperature over western Pacific warm-pool)

仍然有高低相间的分布。扰动在低纬向西北方向传播,在高纬转向东北方向传播,形成波列。开始,扰动最显著的地区在赤道东太平洋,随着积分时间的延长,扰动最显著的区域位于中高纬地区。积分到 10 d,华北及以北地区出现高值区,说明这时副高加强且异常偏北。同时,东半球极为相对高值区、西半球极地北美地区为相对低值区,说明东半球极涡相对减弱、而西半球极涡相对加深,西半球冷空气活动比东半球频繁。积分到 20 d,极地的西北美洲为低值区,北美为高值,东北美洲为低值。这种环流形势缓慢地由东向西移动。积分到 50 d 以后,极地北美为高值区,东半球极地扰动较小,西半球极涡减弱,东半球极涡加深,说明北美冷空气活动较弱,而东半球冷空气活动明显。对应的副高偏东,华北北部为相对高值区,槽较弱。由此可见,赤道东太平洋海温升高 (1) 会使北半球高度场产生明显的正距平扰动 (2) 极涡位置和强度会发生改变,最终是西半球极涡变浅、东半球极涡相对加深 (3) 西太平洋副高会前期加强,位置异常偏北,后期位置偏东。

西太平洋暖池海温降低,从 60 d 的积分可以看出,扰动高度场分布明显不同于赤道东太平洋海温升高的情况,形势场波列特征不明显,中低纬为负距平扰动,而高纬度为正距平扰动 (图 4b)。这说明暖池海表温度出现负异常,极涡减弱,副热带高压也会减弱。另外,积分到 10 d,180°W 极为正距平极大值区,说明这里极涡减弱最厉害,以后,这个极大值区缓慢由东向西绕北极移动,积分到 50 d 时,西半球极为正距平极大值区,这时西半球极涡明显减弱,东半球极地也还为正值,极地形成 4 波环流。由此可见,西太平洋暖池海温降低 (1) 会使北半球高度场产生明显的扰动,在中高纬形成 4 波扰动场。(2) 极地一直为正距平扰动,极涡减弱。(3) 中低纬一直为负距平扰动,副高减弱。

## 2.2 对涡度场的影响

赤道东太平洋海温升高,涡度场在低纬向西北方向传播,在中高纬又转向东北方向传播,形成正负相间传播的弧形驻波波列,同时低纬扰动缓慢向西移动 (图 5a)。积分到 10 d,西半球极为较大正涡

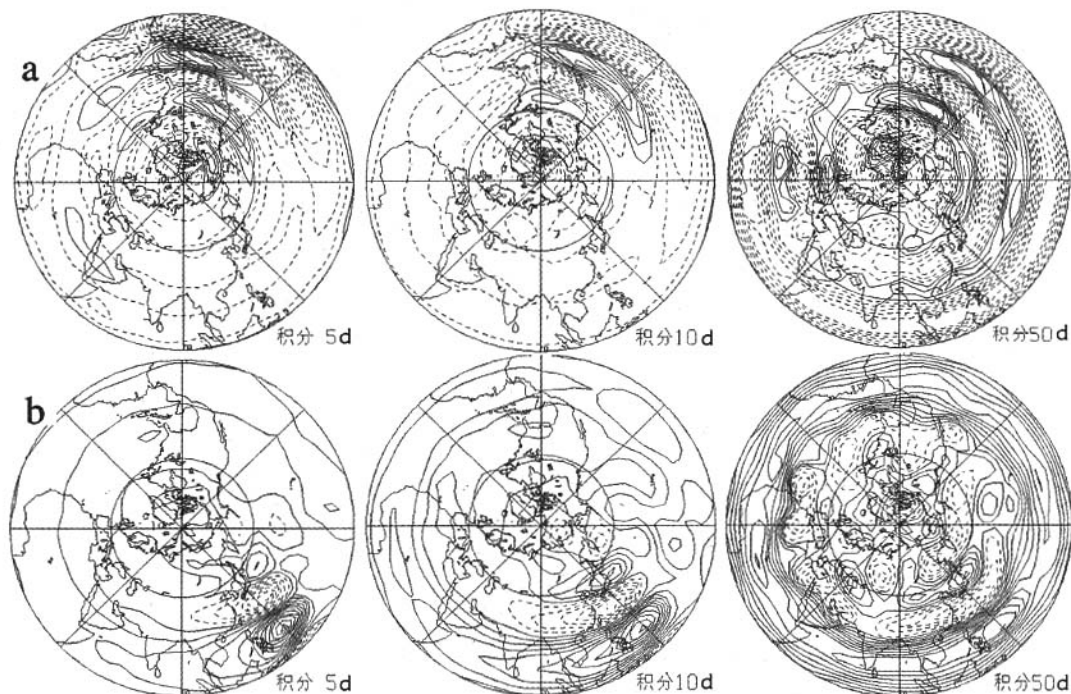


图 5 海温异常对应的北半球涡度场演变 (a 赤道东太平洋海温升高 ; b 西太平洋暖池海温降低)

Fig. 5 The vorticity field change as a function of time with sea surface temperature anomaly

( a. positive anomaly of sea surface temperature over equatorial eastern Pacific ;

b. negative anomaly of sea surface temperature over western Pacific warm - pool )

度,东半球极地为负涡度,说明北美极涡加深,东半球极涡减弱。积分到 50 d,东半球极地为负涡度,西半球极地为正涡度,说明东半球极涡减弱,西半球极涡加深。这时,原来位于华东  $30^{\circ}\text{N}$  附近的正涡度区变得更加呈东西狭长、南北窄的带状,而且位置南移到  $25^{\circ}\text{N}$  及以南地区,而长江流域以南多低槽活动,有利于降水;华北上空为负涡度区,低槽活动减少,不利于华北降水。由此可见,赤道东太平洋海温升高 (1) 会对北半球涡度场产生明显的影响 (2) 极涡在北美东北部显著加深,西半球冷空气活动强。(3) 华东长江以南为正涡度,多低槽活动,降水偏多,华北上空为负涡度区,低槽活动减少,不利于冷空气南下,华北降水偏少。

西太平洋暖池海温降低,涡度场在中低纬向北传播,在高纬转向东北方向传播,形成很好的波列,非常类似 Nitta 和黄荣辉<sup>[8-9]</sup>提出的太平洋—日本遥相关型。这条波列不断将低纬能量输送到中高纬,影响中高纬度的大气环流(图 5b)。积分到 10 d,江淮流域及东部海上为负涡度区,而华北地区上空为正涡度区,这种形势基本维持不变。有趣的是,积分到 30 d 以后,除太平洋—日本遥相关型外,沿纬圈方向的扰动也变得十分明显,而且具有明显的

波动特征。由此可见,西太平洋暖池区海温降低:(1) 会对北半球的涡度场产生明显的影响 (2) 西半球极涡减弱 (3) 江淮流域及东部海上为负涡度,不利于低槽活动,降水偏少 (4) 华北上空为正涡度区,多低槽活动,有利于降水。

### 2.3 对经向风场的影响

赤道东太平洋海温升高,积分初期,弧形波列很快建立了起来,积分到 10 d,扰动开始影响到亚洲。积分到 5 d,北美西部盛行偏南风,东部为偏北风,积分到 10 d,风向反转,在  $20^{\circ}\sim 30^{\circ}\text{N}$  形成向东传播的波列,同时 PNA 遥相关型也建立起来。积分 20 d 以后,北美西北部盛行南风,中北部盛行北风,东北部盛行南风,以后形势维持不变。有趣的是,积分 30 d 以后,在  $40^{\circ}\text{N}$  附近沿纬圈形成明显的南风 and 北风相间的纬向波列(图 6a)。渤海、朝鲜半岛附近盛行南风,朝鲜半岛以北盛行北风,冷暖空气在我国东北汇合,这里容易产生降水,而华北地区南风较弱,长江中下游盛行北风扰动,华北水汽条件不好,这种形势一直维持不变。由此可见,赤道东太平洋海温升高,朝鲜半岛盛行南风,长江中下游盛行北风扰动,阻断了向华北的水汽通道,对华北降水不利。

西太平洋暖池海温降低,积分 10 d 以后,太平

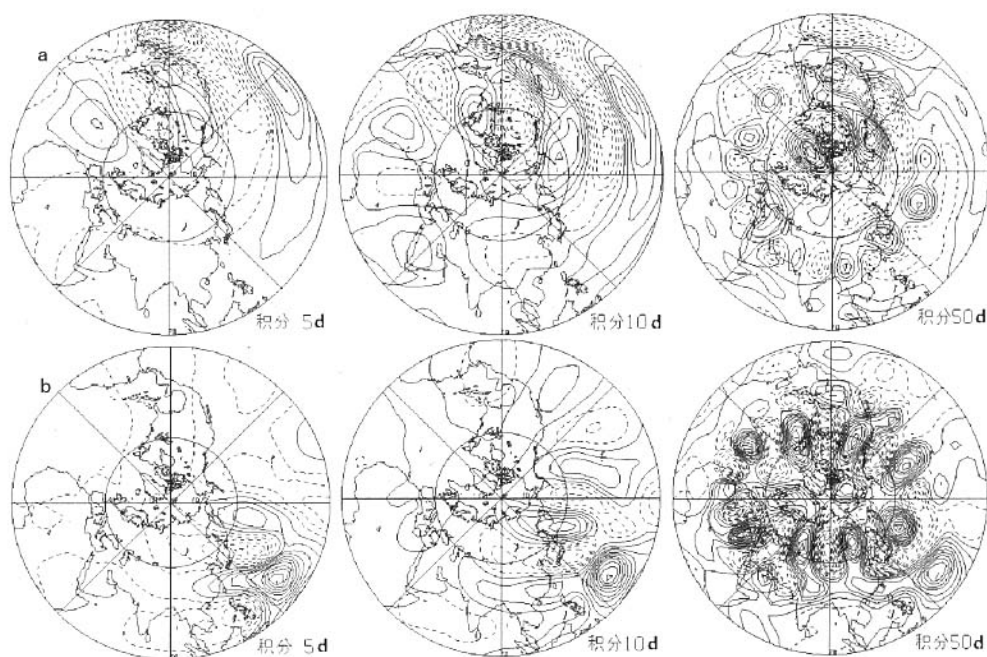


图 6 海温异常对应的北半球经向风场的演变 (a 赤道东太平洋海温升高 ; b 西太平洋暖池海温降低)

Fig. 6 The meridional wind field change as a function of time with sea surface temperature anomaly  
( a. positive anomaly of sea surface temperature over equatorial eastern Pacific ;  
b. negative anomaly of sea surface temperature over western Pacific warm - pool )

洋—日本遥相关型波列非常明显。积分 30 d 以后,除东太平洋—日本型波列外,在 45°N 附近又形成一个沿纬圈的南北风相间的纬向波列(图 6b)。渤海、朝鲜半岛地区始终盛行北风扰动,冷空气从东北方向下来,而贝加尔湖及其东部地区为很强的南风,华北地区为脊控制,这种形势不利于华北降水。由此可见,西太平洋暖池区海温降低对风场扰动有显著的影响。渤海、朝鲜半岛盛行北风,而贝加尔湖及其东南方向为强南风,华北地区被脊控制,冷暖空气不易交汇,华北降水稀少。

### 3 小 结

(1)赤道东太平洋海温升高,扰动高度场表现为西太平洋副高前期加强,位置异常偏北,后期位置偏东;华东 25°N 以南为正涡度,多低槽活动,华北上空为负涡度区,低槽活动少;华北东部盛行南风,长江中下游盛行北风扰动,不利于水汽向华北输送。这些形势都不利于华北降水。

(2)西太平洋暖池区海温降低,扰动高度场在中低纬一直为负距平扰动,副高减弱,不利于华北降水,华北上空为正涡度区,多低槽活动,有利于降水;渤海、朝鲜半岛盛行北风,而贝加尔湖及其东南方向为强南风,冷暖空气不易交汇,华北降水稀少。西太平洋暖池海温降低对华北降水的影响不象赤道东太平洋那样显著。

(3)赤道东太平洋海温升高和西太平洋暖池海温降低对中高纬大气环流的影响有相反的情况,东、西海温升高和降低幅度不同、气候背景场不同,中高纬大气环流的响应会有所改变,海温异常对中高纬大气环流的影响机制还是比较复杂的。

(4)极涡变化和热带海温异常之间的对应关系不确定。

#### 参考文献:

- [1] 赵声蓉,宋正山,纪立人. 青藏高原热力异常与华北汛期降水关系的研究[J]. 大气科学, 2003, 27(5): 881-893.
- [2] 王遂缙,李栋梁,王谦谦. 青藏高原东北侧夏季降水的气候特征分析[J]. 干旱气象, 2005, 23(2): 13-18.
- [3] 曹玲,袁永祥. 黑河流域降水的时空特征及预报方法[J]. 干旱气象, 2005, 23(2): 35-38.
- [4] 黄斌,杨民,郭海英,等. 黄土高原中心地区水资源现状与可持续利用对策[J]. 干旱气象, 2005, 23(3): 58-61.
- [5] Webster P J. Mechanisms determining the atmospheric response to sea surface temperature anomalies[J]. J A S, 1981, 38: 554-571.
- [6] Webster P J. Seasonality in the local and remote atmospheric response to sea surface temperature anomalies[J]. J A S, 1982, 39: 41-52.
- [7] Nitta T S. Long-term variations of cloud amount in the western Pacific region[J]. J Meteor Soc Japan, 1986, 64: 373-390.
- [8] 黄荣辉,李维京. 夏季热带西太平洋上空的热源异常对东亚上空副热带高压的影响及其物理机制[J]. 大气科学, 1988, 12(T): 107-117.
- [9] Wallace J M, Gutzler D S. Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere Winter[J]. Mon Wea Rev, 1981, 109: 784-812.
- [10] Hoskins B J, Karoly D. The steady, linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing[J]. J Atmos Sci, 1981, 38: 1179-1196.
- [11] 朱抱真,金飞飞,刘征宇,等. 大气和海洋的非线性动力学概论[M]. 北京:海洋出版社, 1991. 91.
- [12] Nitta T S. Convective activities in the tropical western Pacific and their impact on the Northern Hemisphere summer circulation[J]. J Meteor Soc Japan, 1987, 65: 373-390.
- [13] 黄荣辉. 影响我国短期气候变化的北半球遥相关现象及其物理机制[A]. 章基嘉主编. 长期天气预报论文集[C]. 北京:气象出版社, 1990. 38-52.
- [14] 孙淑清. 近五十年来华北地区旱涝特征与全球变化的研究及对未来趋势的探讨[J]. 高原气象, 1999, 18(4): 541-551.
- [15] 陆日宇. 华北汛期降水量年际变化与赤道东太平洋海温[J]. 科学通报, 2005, 50(11): 1131-1135.
- [16] 陆维松,郝立生. 理想基流中大气波动多折射的数值试验[J]. 南京气象学院学报, 1999, 22(4): 565-574.
- [17] 陈隆勋,王予辉. 南海和西太平洋暖池表面海温对东亚季风影响的数值模拟[A]. 何金海主编. 亚洲季风研究的新进展[C]. 北京:气象出版社, 1996. 184-199.
- [18] Branstator G. Analysis of General Circulation Model Sea-Surface Temperature Anomaly Simulations Using a Linear Model, Part I: Forced solutions[J]. J Atmos S, 1985, 42(21): 2225-2241.

## Mechanism for SSTA Impact on Summer Rainfall in North China

HAO Li-sheng<sup>1</sup>, LU Wei-song<sup>2</sup>

- (1. Hengshui Meteorological Bureau of Hebei Province, Hengshui 053000, Hebei, China;  
2. Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China)

**Abstract** By using a global spectral model of quasi-geostrophic barotropic vorticity equation including diabatic heating, the probable mechanism for SSTA impact on summer rainfall in north China was investigated in this paper. Results show when SSTA in the tropical eastern Pacific is positive, the situation of sub-tropical high is far north from the normal, then far east, the rainfall in north China is less; when SSTA in the western Pacific warm pool is negative, the sub-tropical high weakened, summer rainfall is less also in north China; but the impact of abnormal SST in western Pacific warm pool on summer rainfall in north China is not so notable as SSTA in the tropical Pacific; and the relative relation between Polar vortex change and SSTA in the tropical Pacific is not fixed.

**Key words**: SSTA; summer rainfall in north China; physical mechanism