

热带大气垂直环流圈对海温场响应的数值试验*

邢如楠 巢纪平

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文用一个热带地区两层原始方程模式在赤道东太平洋异常增暖和降冷两种情况下,计算了大气的垂直环流圈对海温异常的响应。试验结果进一步发展了 Bjerknes 的假说,支持了我国气象工作者提出沃克环流和哈得莱环流存在相互制约的发展趋势。同时通过试验对比,我们指出,热带东西海温梯度在形成这两个正交的垂直环流圈中起主导作用,即由这一海温梯度形成的热力性赤道纬圈环流可以引导出与它有相反变化趋势的经圈环流,反之则不然。

一、引 言

热带海洋是向大气提供运动能量的主要源地之一。Bjerknes^{[1][2]}最早注意到这一地区海温异常对当地及中纬度大气环流的影响,指出当赤道海面异常增暖时,海洋将供给哈得莱环流或称经圈环流上升分支以更多的能量,使更多的角动量输送到中纬度西风带去。同时他还指出,由于在赤道地区跨太平洋存在东西向的海温梯度,将形成一个上升分支在西太平洋,下沉分支在东太平洋冷水区的直接热力环流。他认为沃克早期的南方涛动统计事实,反映了这一跨太平洋热力环流的存在,故他称这一东西向环流为沃克环流或称纬圈环流。

我国的气象工作者^{[3][4]}最近分析了实际的海温和天气资料后进一步指出当赤道东太平洋的冷水较正常为冷时,沃克环流比正常要强,但哈得莱环流减弱。反之,当赤道东太平洋海温为暖水时沃克环流减弱而经向的哈得莱环流发展。

Rowtree (1972)^[5]对 Bjerknes 提出的事实,曾用 GFDL 的九层北半球模式根据赤道东太平洋海温异常的不同情况做了数值试验。结果表明,赤道东太平洋为暖水时,靠近海温距平极大值的地方在地面生成一个低压,它的辐合上升加强了太平洋中部地区的降水,而副热带西风急流也相应加强。这在一定程度上检验了 Bjerknes 的假说。后来又有人^[6]用 NCAR 全球模式也模拟出了类似的特征,即在赤道东太平洋异常增暖时,高层东风和地面信风的辐合都加强,靠近海温异常的南北两侧,副热带西风也同时增强。

以上的数值试验都是用的大气环流数值试验模式,其中除海温异常的作用外,还包括了地形及其它各种复杂的物理因子的作用。同时也没有很好的分析纬圈环流和经圈环流的相互制约关系以及它们对赤道海温的依赖性。为了进一步分析这种制约关系,本文

* 本文于 1979 年 10 月 23 日收到, 1980 年 5 月 21 日收到修改稿。

用一个简单的两层原始方程模式在考虑了辐射、凝结等非绝热加热过程后, 计算了大气从静止状态开始对给定海温距平场的响应, 积分到大气环流达到准定常为止。试验结果表明, 在赤道东太平洋增暖和降冷时两种情况下, 赤道太平洋地区上空的平均距平纬圈环流和平均距平经圈环流之间确实存在相互作用, 这一结果发展了 Bjerknes 的假说, 并与文献^{[3][4]}中所揭露的天气事实接近。

二、模 式

在热带地区, 应用 β 平面近似, 如不考虑辐射和凝结作用, 在 Boussinesq 近似^[7]下运动方程组为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \beta y v = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + k_T \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \beta y u = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + k_T \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2)$$

$$-\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \frac{\theta'}{\bar{\theta}} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + u \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v \frac{\partial \theta'}{\partial y} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} + w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \nu \left(\frac{\partial^2 \theta'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta'}{\partial y^2} \right) + k_T \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2} \quad (5)$$

其中 $\bar{\rho}$ 为空气的平均密度, $\bar{\theta}$ 为平均位温, P' 和 θ' 分别是气压、温度对平均值的偏差, ν 和 k_T 分别是水平湍流和垂直湍流交换系数。在方程 (1), (2), (3), (4), (5) 中已假定环流的平均量为零, 因此本文所讨论的纯属距平情况。

当给定水平纬向宽度 L_0 , 对流层高度 H 和海温距平特征值 $\Delta\theta_s$ 后, 引入无量纲量。

$$\begin{aligned} \tilde{x} &= x/L_0, \quad \tilde{y} = y/l, \quad \tilde{z} = z/H, \quad \tilde{u} = u/U, \\ \tilde{v} &= v/V, \quad \tilde{w} = w/W, \quad \tilde{\theta} = \theta/\Delta\theta_s, \quad \tilde{t} = t / \left(\frac{L_0}{U} \right), \end{aligned}$$

$$\widetilde{\delta p'} = \delta p' / \Delta P, \quad \widetilde{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} = \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} / \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}.$$

其中

$$\Delta P = \rho g \frac{\Delta\theta_s}{\bar{\theta}} H, \quad U = \left(g \frac{\Delta\theta_s}{\bar{\theta}} H \right)^{\frac{1}{2}}, \quad l = \left(\frac{U}{\beta} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad V = U^{\frac{1}{2}} / (\beta^{\frac{1}{2}} L_0).$$

则得到无因次形式的基本方程组为 (略去 \sim 号)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - y v = -\frac{\partial p'}{\partial x} + E_\nu \left[\left(\frac{l}{L_0} \right)^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] + E_H \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \left(\frac{L_0}{l} \right)^2 y u &= -\left(\frac{L_0}{l} \right)^2 \frac{\partial p'}{\partial y} + \\ &+ E_\nu \left[\left(\frac{l}{L_0} \right)^2 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] + E_H \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (7)$$

$$-\frac{\partial p'}{\partial z} + \theta' = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + u \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v \frac{\partial \theta'}{\partial y} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} + Aw \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = E_v \left[\left(\frac{l}{L_0} \right)^2 \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta'}{\partial y^2} \right] + E_H \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2} \quad (10)$$

式中无量纲数的定义为

$$E_v = \frac{\nu}{VL}, \quad E_H = \frac{k_{\pi} l}{H^2 V}, \quad A = \frac{H}{\Delta \theta_s} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (11)$$

问题的上、下边界分别取成

$$z=0 \text{ 时, } w = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad \theta' = \theta'_s \quad (12)$$

$$z=1 \text{ 时, } w = \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial \theta'}{\partial z} = 0 \quad (13)$$

式中 θ'_s 为给定的海温距平, 侧边界条件为

$$y = \pm 1, \quad v = \theta' = p' = w = \frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad (14)$$

$$x = 0, 1, \quad u = \theta' = p' = w = \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \quad (15)$$

显然由 (8) 式, 地面气压距平应为

$$p'_0 = - \int_0^1 \theta' dz \quad (16)$$

根据上、下边界条件, 在地面和模式层顶, 垂直运动 $w=0$, 这就要求连续方程 (9) 从地面到模式层顶的积分等于零, 即

$$\int_0^1 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz = 0$$

为了满足这一整层无辐散的要求, 我们将方程 (6) 对 x 微分, 方程 (7) 对 y 微分, 然后相加并代入连续方程, 再对 z 积分, 就可以得到

$$\begin{aligned} & \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = E_v \left[\left(\frac{l}{L_0} \right)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right] + E_H \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \\ & - E_H \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \Big|_{z=0} + \int_0^z \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \right) + y \frac{\partial v}{\partial x} - \left(\frac{L_0}{l} \right)^2 \frac{\partial}{\partial y} (yu) \right] dz + \int_0^z \left[\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \left(\frac{L_0}{l} \right)^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} \right] dz \quad (17) \end{aligned}$$

令

$$\begin{aligned} G(x, y, z) = & \int_0^z \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} \right) + y \frac{\partial v}{\partial x} - \left(\frac{L_0}{l} \right)^2 \frac{\partial}{\partial y} (yu) \right] dz - E_H \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \Big|_{z=0} \quad (18) \end{aligned}$$

显然当 $z=0$ 和 $z=1$ 时, $w(x, y, z)=0$, 从 (17) 式得到

$$E_H \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \Big|_{z=1} + \int_0^1 \left[\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \left(\frac{L_0}{l} \right)^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} \right] dz + G(x, y, 1) = 0 \quad (19)$$

于是, 方程 (17) 可以写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = E_v \left[\left(\frac{l}{L_0} \right)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right] + E_H \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \\ + G(x, y, z) - ZG(x, y, 1) - ZE_H \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \Big|_{z=1} + \int_0^z \left[\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \right. \\ \left. + \left(\frac{L_0}{l} \right)^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} \right] dz - z \int_0^1 \left[\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \left(\frac{L_0}{l} \right)^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2} \right] dz \end{aligned} \quad (20)$$

上式右端当 $z=1$ 时为零, 这个改写后的方程仍满足原来在 $z=1$ 时 $w=0$ 的边条件。于是问题归结为在 (12)–(15) 的边条件下求解方程 (6)–(10) 和 (20), 并达到流场准定常为止。

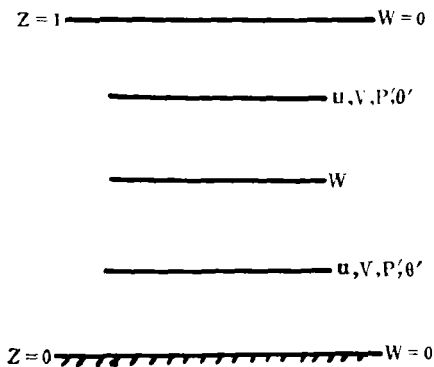


图 1 模式的垂直结构

模式的垂直结构及变数分配如图 1。垂直分层取两层, 大气顶取在 $z=H$ 处, H 为垂直特征尺度, 水平范围取一长方形区域, 东西方向无量纲坐标从 0–1 (相当于 130°E – 130°W), 南北方向从 -1 到 $+1$ 。水平运动方程和热力学方程写在 1、3 层上, 垂直运动方程写在第 2 层上。模式中平流项采用 Lilly^[8] 的差分格式, 方程 (20) 中的雅可比项采用 Arakawa^[9] 提出的具有平方涡度和能量都守恒的差分格式。时间差分用中央差, 每六步用一次 Euler 后差。时间步长取十分钟, 每步对 u, v, w 场进行一次空间平滑以保证

计算稳定。

三、凝结和辐射

模式中长波辐射计算按照郭晓岚^[10]的格式, 潜热的参数化则按照通常的 CISK 方案。在考虑了这两种加热过程后, 热力学方程 (5) 变成

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} + u \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v \frac{\partial \theta'}{\partial y} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} = \nu \left(\frac{\partial^2 \theta'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta'}{\partial y^2} \right) + (k_T + k_R) \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2} - \\ - \frac{1}{\tau} \theta' + \frac{L}{c_p} W_{1s} \frac{\partial q'_s}{\partial z} \end{aligned} \quad (21)$$

其中 k_R 为辐射扩散系数, τ 为牛顿辐射冷却特征时间, W_{1s} 是摩擦边界层顶的垂直运动, 凝结潜热释放, 即 (21) 式右端最后一项仅加在模式第 3 层, 当 $W_{1s} < 0$ 时, 这项为零。边界层顶的垂直速度 W_{1s} 用第 3 层上的垂直速度乘上一个系数 a 来订正。

根据引进的无量纲量, 方程 (21) 的无量纲形式为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} + u \frac{\partial \theta'}{\partial x} + v \frac{\partial \theta'}{\partial y} + w \frac{\partial \theta'}{\partial z} + Aw \frac{\partial \theta'}{\partial z} = E_v \left[\left(\frac{l}{L_0} \right)^2 \frac{\partial^2 \theta'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta'}{\partial y^2} \right] + \\ + E_H \frac{\partial^2 \theta'}{\partial z^2} - R\theta' + C_s a w_3 \left(\frac{\partial \bar{q}_s}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

上式中

$$R = \frac{1}{\tau} \frac{L_0}{U}, \quad C_s = \frac{L}{c_p} \frac{H}{\Delta\theta_s} \left(\frac{\partial \bar{q}'_s}{\partial z} \right) \quad (23)$$

无量纲数 E_H , E_v 和 A 的定义同 (11) 式, 但在 E_H 中的 k_T 现在用 $k = k_T + k_R$ 代替。

数值计算中, 所取的参数值当 $\Delta\theta_s = 3^\circ\text{C}$ 时则有:

$$L_0 = 10^7 \text{ 米}, \quad H = 10^4 \text{ 米}, \quad l = 10^6 \text{ 米}, \quad U = 30 \text{ 米秒}^{-1},$$

$$V = 3 \text{ 米秒}^{-1}, \quad W = 3 \text{ 厘米秒}^{-1}.$$

其它参数取:

$$\nu = 10^5 \text{ 米}^2 \text{ 秒}^{-1}, \quad k = k_T + k_R = 10 \text{ 米}^2 \text{ 秒}^{-1}, \quad g = 9.8 \text{ 米秒}^{-2},$$

$$\beta = 10^{-13} \text{ 厘米秒}^{-1}, \quad T = \frac{L_0}{U} = 10^5 \text{ 秒}, \quad \tau = 10^6 \text{ 秒}$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = 3 \text{ 度千米}^{-1}, \quad \frac{\partial \bar{q}_s}{\partial z} = 1.3 \text{ 百米}^{-1}$$

$$c_p = 0.24 \text{ 卡克}^{-1} \text{ 度}^{-1}, \quad L = 600 \text{ 卡克}^{-1}.$$

四、大气环流对海温异常的响应

在数值试验中, 海温距平场分别给出代表暖水和冷水的两种情况。暖水时如图 2 所示。在赤道上 $x=1$ 处, 海温距平是 3°C , 向西递减到 $x=0$ 处为 -0.9°C 。南北半球假定海温距平分布是对称的, 并且从赤道向中纬度逐渐减少, 在 $y = \pm 1$ 处, 距平为零。冷水时的海温距平分布与图 2 相反。

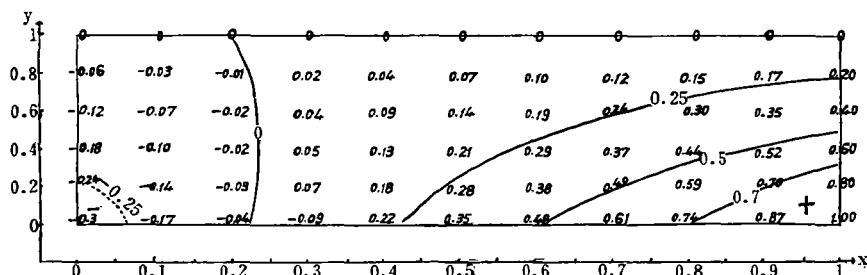


图 2 暖水时海温距平分布
(图中数字为无量纲数, 实际海温距平应再乘 3)

在第一个数值试验中, 没有加进辐射和凝结过程。模式大气从静止状态开始, 当运动达到准定常时(约 20 天左右), 对于暖水情况, 在图 3 a 中给出赤道附近 $y = \pm 0.1$ 区域内的平均纬向距平环流。从图上可以看到, 在模式的低层, 在中太平洋附近气流辐合, 在 $x=0.5$ 处以西吹西风, 以东吹东风。在赤道太平洋的中部和东部为一宽广的上升区, 只在西部一个小范围内是下沉运动, 上升区中最大上升运动出现在海温最大增暖位置以西, 强烈的上升气流到高空辐散, 分别向东太平洋和西太平洋流去, 在西太平洋下沉。这样在赤道的纬圈平面上形成了两个热力环流。

在上升区 ($x=0.25-0.95$) 的平均距平经圈环流见图 4 a。这时低空气流自中纬度流向赤道, 在高层又从赤道向中纬度流去, 即是一个正哈得莱环流。在这个环流中在计算

区域的各个纬度上虽然都是上升运动，但最强的在赤道及其邻近的纬度上。这样的距平经圈环流与该地区气候状态下的经圈环流的方向是一致的，所以有利于更多的角动量和热量向中纬度输送。图 4 e 是下沉区 ($x=0.05-0.20$) 中的平均距平经圈环流，这是一个反哈得莱环流。

在一般气候情况下，赤道太平洋地区，其东部是冷水带，南美西海岸水温比同纬度海面水温约低 8°C ，而西太平洋的海温总是高的，这种东西向的海温差将形成赤道纬向平面上的沃克环流。图 3 a 得到的暖水时的距平纬向环流如果叠加到正常的沃克环流上，显然将使沃克环流减弱。这一结果与 Bjerknes^[11] 分析热带岛屿资料后所得结果一样，即

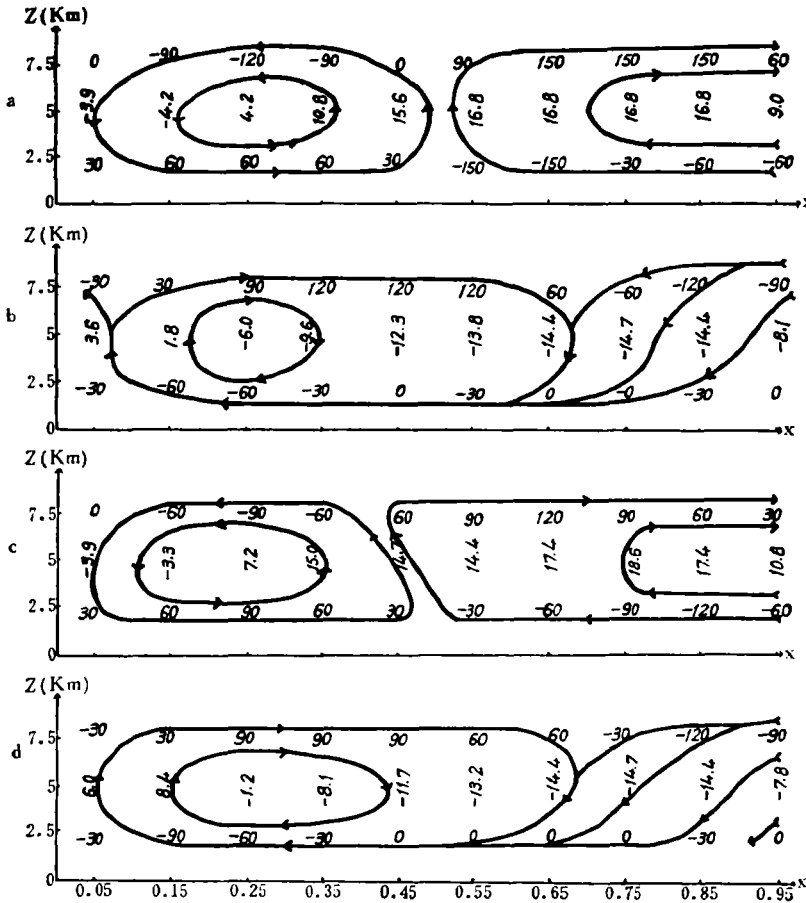


图 3 赤道地区 ($y=-0.1-+0.1$) 平均纬圈环流 (单位厘米秒⁻¹, 中间一行数字为垂直运动, 单位毫米秒⁻¹)
 (a. 暖水 b. 冷水 c. 暖水加凝结辐射 d. 冷水加凝结辐射)

当赤道东太平洋为暖水时，将使沃克环流西端的上升分支东移到太平洋中部地区的坎顿岛附近。这一结果与最近潘怡航^[12] 的诊断分析也一致。

为试验边界条件的影响，在暖水情况下，将侧边界条件修改为：

$$y = \pm 1 \text{ 处} \quad \frac{\partial u}{\partial y} = \bar{v}' = \theta' = p' = w' = 0$$

$$x=0.1 \text{ 处} \quad \frac{\partial v}{\partial x} = \bar{u}^x = \frac{\partial \theta'}{\partial x} = \frac{\partial p'}{\partial x} = \frac{\partial w'}{\partial x} = 0$$

得到的垂直环流（图略）与图 3 a, 4 a 及 4 e 基本相似，在赤道及其邻近的纬度上，在中部和东部是宽广的上升区，西部是下沉区，并且更清楚地看到，上升区中最大上升运动是出现在海温最大增暖位置以西，靠近中太平洋，由此看来，边界条件的影响并不至于改变问题的物理图案。

当东太平洋为冷水时得到的距平环流与暖水时是不同的，图 3 b 是冷水时的平均距平纬向环流。这时在赤道太平洋的西部是上升区，东部和中部是下沉区，高层吹西风，低层是东风只形成一个纬圈环流，这一距平纬圈环流与正常的沃克环流方向一致，因此将加强正常的纬圈环流。在下沉区的平均经圈环流（图 4 b）和暖水时相反，是个闭合的反哈得莱环流。

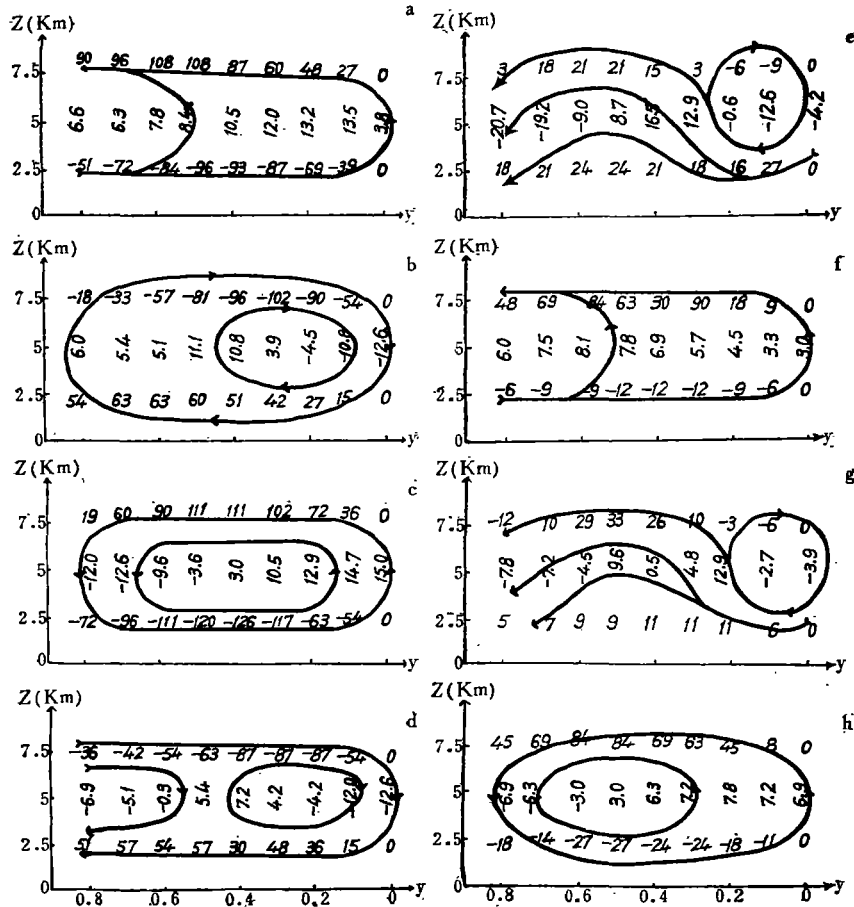


图 4 平均距平经圈环流（单位厘米秒⁻¹，中间一行数字为垂直运动单位毫米秒⁻¹）
 a. 暖水上升区 ($x=0.25-0.95$), b. 冷水下沉区 ($x=0.25-0.95$), c. 暖水加凝结辐射后上升区 ($x=0.25-0.95$), d. 冷水加凝结, 辐射后下沉区 ($x=0.25-0.95$), e. 暖水下沉区 ($x=0.05-0.20$), f. 冷水上升区 ($x=0.05-0.20$), g. 暖水加凝结, 辐射后下沉区 ($x=0.05-0.20$), h. 冷水加凝结, 辐射后上升区 ($x=0.05-0.20$).

在考虑了凝结，辐射过程后的垂直环流可见图 3 c 和 3 d 及图 4 的 c, d, g 和 h, 与上

述不加凝结、辐射过程的结果相比较,冷水时的垂直环流变化不明显,在暖水时纬向距平环流的流型与没加凝结、辐射过程时大致一致,但上升区的垂直运动普遍增强。最强的垂直运动由 16 毫米秒⁻¹增加到 18 毫米秒⁻¹,约增大 10%。从上升区的经向环流图 4 c 上还可以看到,上升运动区变窄,在 $y=0.5$ 处附近开始出现了下沉运动,同时经向风速也增大了。这样的结果说明由于凝结潜热加热的结果,除抵消辐射冷却作用外,还将使大气从海洋得到更多的热量,使垂直环流相应加强。

五、讨 论

从上节的数值试验结果,我们看到在暖水时,距平纬向环流使沃克环流减弱,距平经圈环流与正常哈得莱环流同相,冷水时则相反,若将图 3 a 与图 4 a, 4 b (或图 3 c 与图 4 c, 4 g) 配合起来,便可以得到赤道东太平洋为暖水时引起的大气环流的三维结构。由于赤道太平洋的中部和东部增暖,低层空气被加热,气压变低,在低空出现了自中纬度向赤道和来自东西方向的空气的辐合,从而引起了赤道太平洋中部和东部地区大范围的上升运动,这一上升运动使纬向沃克环流的上升分支东移到太平洋中部,从而使这一环流的東西向尺度减少。在另一方面,这一结果却使得上升分支中的气流除在高空向两侧辐散进到沃克环流中外,还有多余的质量向中纬度输送,而形成正的哈得莱环流,这样使向中纬度的角动量输送增强,有利于副热带西风急流和副高的加强。当冷水时,这时因为距平纬向环流与沃克环流同方向,使沃克环流增强,为了维持这一增强的沃克环流,由质量连续性要求,需要有空气从赤道两侧流入,于是距平的经向环流变成了一个反环流。

这一数值试验的结果清楚地表明由于赤道太平洋海温异常引起的纬向环流和经向环流之间有相反发展的趋势。即当赤道东太平洋异常增暖时,纬向环流减弱,经向环流增强。反过来,当赤道东太平洋异常冷时,纬向环流加强,经向环流减弱。这样这个数值试验检验了文献^{[3][4]}中用实测风资料计算的结果。

另外,我们也试验了海温异常的分布与强度对垂直环流的建立和相互制约方面的作用,试验表明若在暖水时,海温距平分布单有东西梯度,没有南北梯度,这时计算结果见图 5 和图 6。这两张图与原来有南北海温梯度时的结果(图 3 a 和图 4 a)是接近的,所不同的是这时的垂直环流的建立需要较长的时间。

但若取海温分布只有南北梯度,而没有东西向的梯度,在同样的积分时间下,经向距平环流(图略)与以前的图 4 a 接近,即低层气流自中纬度流向赤道,在赤道上升到

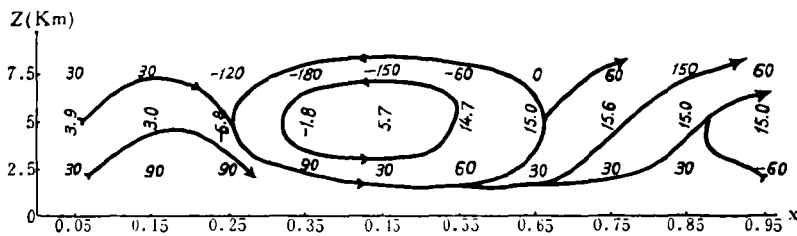


图 5 暖水海温距平没有南北梯度时,赤道地区 ($y=-0.1-+0.1$) 平均纬圈环流 (单位同图 3)

高空又流向中纬度，表现为正哈得莱环流。但这时在纬圈剖面图 7 上却看不到像图 3 a 那样西部下沉，东部上升的闭合的反沃克环流圈。

由此可见，在形成纬圈和经圈这一对正交的环流圈中，东西向温度分布将起着主导作用，由纬圈环流可以导出经圈环流。但若只有南北温度分布，由经圈环流却引导不出

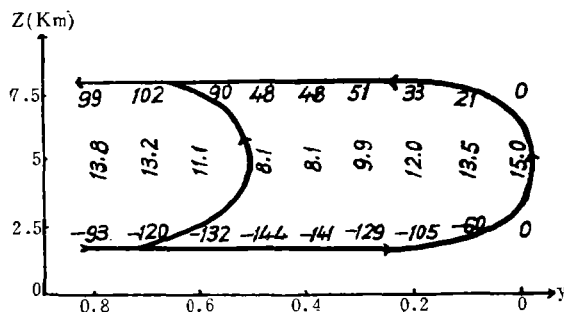


图 6 暖水海温距平没有南北梯度时，上升区 ($x=0.45-0.95$) 平均距平经圈环流 (单位同图 4)

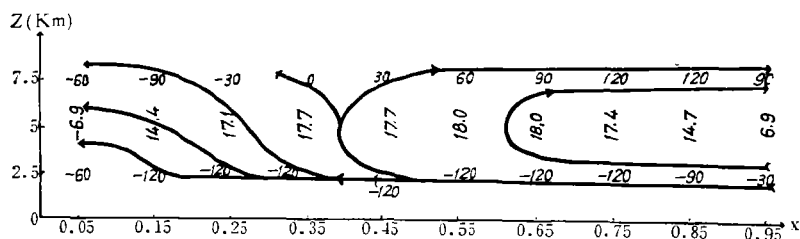


图 7 暖水海温距平没有东西向梯度时，赤道地区 ($y=-0.1-+0.1$) 平均纬圈环流 (单位同图 3)

跨太平洋的纬圈环流。这表明了赤道太平洋东西温度梯度的重要性。由于在实际上东西海温梯度主要决定于东太平洋冷水舌中海温的冷暖程度，所以这就说明为什么这一区域在长期预报中是一个关键区^[13]。

在这一模式试验中，海温是给定的，还没有海气之间的相互作用，进一步考虑大气运动对海温场的反馈过程是必要的，我们准备进一步做这方面的试验。

参 考 文 献

- [1] Bjerknes, J., *Tells*, 18, 820—829, 1966.
- [2] Bjerknes, J., *Mon. Wea. Rev.*, 97, 163—172, 1969.
- [3] 潘怡航, 大气科学, 2, 246—252, 1978.
- [4] 符淙斌等, 大气科学, 3, 50—57, 1979.
- [5] Rowtree, P. R., *Quart. J. R. Met. Soc.*, 98, 290—321, 1972.
- [6] Paul, R. J., and R. M. Chervin, *Mon. Wea. Rev.*, 106, 1433—1451, 1978.
- [7] 巢纪平等, 积云动力学, 科学出版社, 1964.
- [8] Lilly, D. K., *Mon. Wea. Rev.*, 93, 11—26, 1965.
- [9] Arakawa, A., *J. Computation. Phys.*, 119—143, 1966.
- [10] Kuo, H. L., *Pure & Appl. Geophy.*, 109, 1870—1876, 1973.
- [11] Bjerknes, J., RM—6353—ARPR, 1970.
- [12] 潘怡航, 冬季热带海温距平对上空垂直环流圈影响的诊断分析 (即将发表).
- [13] 地理所长期预报组, 科学通报, 22, 313—317, 1977.

NUMERICAL EXPERIMENTS OF THE ATMOSPHERIC CIRCULATION RESPONSES TO THE SEA SURFACE TEMPERATURES IN THE TROPICAL REGIONS

Xing Ru-nan Chao Ji-ping

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The responses of the atmospheric vertical circulations to the anomalies of the sea surface temperatures in the tropical regions are computed numerically with two-level primitive equation model in the tropical regions for two cases: (1) anomalous warming and (2) anomalous cooling.

It is shown in our experiments that there is a opposite developing trend between the Walker circulation and Hadley circulation which was discovered by Chinese meteorologists. We have further developed the Bjerknes' hypothesis.

It is indicated that the east-west gradient of the ocean temperature in the tropical regions may play a major role in the formation of the two perpendicular vertical circulations.