

热带大洋东、西部对风应力经圈 不对称的响应^{*}

巢纪平

陈 峰

(国家海洋环境预报研究中心, 北京 100081)

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

摘 要 热带海洋, 特别是热带太平洋, 物理场在东、西两部分的经圈结构很不相同, 西太平洋“暖池”的温度分布对赤道基本上是对称的, 而东太平洋的“冷舌”偏在赤道以南, 对赤道明显不对称。作者从波动性质解释了这种分布的特征, 指出在西太平洋, 由于对赤道对称的向东的 Kelvin 波具有较大的振幅, 其权重明显大于 Rossby 短波, 致使物理场具有对赤道的对称性; 而在东太平洋, 由边界激发出的偶次的和奇次的 Rossby 长波, 振幅权重很相近, 从而使物理场显不对称性。

关键词: 对称和不对称结构; Kelvin波; Rossby波; 风应力

1 引言

太阳辐射是使地球大气和海洋运动的最基本的能量。如果没有海陆分布, 就年平均分布来讲, 在太阳辐射作用下, 大气和海洋的气候状态对赤道应该是对称的。海陆分布改变了气候状态在纬圈方向的对称性, 同时使海洋物理场的不对称性要比大气来得更明显, 这是因为发生在大气和海洋中的物理过程并不相同。例如, 在热带太平洋盛吹偏东的信风, 即使这一风场沿纬圈是均匀的, 海洋对它的响应在大洋的东、西部分也不相同。在大洋东部, 在信风作用下, 洋流是向西的, 并且是离岸的, 为了补偿向西流, 在海洋边界附近将产生向表层的涌升流, 这样, 使得那里的表层海水变冷。在大洋西部则相反, 向西的洋流, 在西边界附近将产生向下的垂直洋流, 这样使得那里的表层海水变暖。同时由于这种过程, 使东边界附近的温跃层厚度要比西边界附近来得浅。由此可见, 即使是沿纬圈均匀的风应力也能使大洋东、西部形成物理场结构上的不对称。

另一方面, 在热带海洋特别是热带太平洋, 在东、西部分物理场在经圈方向上的结构也是不同的。在大洋西部的“暖池”, 海表温度的分布对赤道基本上是对称的, 而在大洋东部, “冷舌”的最冷部分偏在南半球。这种东、西部分物理场对赤道的结构不同, 很难用水平洋流的分布来解释。因为在理想情况下, 大洋东部的离岸流, 将使表层海水沿边界(及附近)向赤道辐合, 大洋西部的向岸流, 将使表层海水沿边界(及附近)向两极辐散, 它们不会造成物理场对赤道的不对称性。Philander 等指出, 海洋物理场对赤道的对称或不对称结构的形成, 应有其他的原因, 他们在一篇启发性但未见刊的文章中

1999-06-27 收到, 1999-12-27 收到修改稿

^{*} 国家重点基础研究发展规划项目“我国重大气候和天气灾害机理和预测理论研究”第一部分: “我国重大气候灾害的形成机理和预测理论研究”项目(G1998040900)资助

讨论了几种可能的过程。

在 Philander 等提出这一问题后, Xie 和 Philander^[1]利用一个对纬圈平均的混合层海洋模式和一个简单的大气模式耦合, 来研究一些过程对造成赤道不对称的贡献。他们指出, 由混合过程造成赤道及两侧的涌升流, 对影响海温的分布有重要的作用。由于在太平洋东部, 温跃层较浅, 海洋对风应力的响应快而强, 因此对赤道不对称的风应力要比温跃层深的大洋西部更容易造成物理场对赤道的不对称分布。

Xie^[2]利用大气和海洋耦合的 GCM 来研究这种不对称现象, 指出海气相互作用对形成不对称状态有重要作用。即使模式的气候状态对赤道对称, 但一个对赤道不对称的初始扰动, 由于不稳定的海气相互作用, 可演变出一个不对称性物理场。也由于大洋东部温跃层较浅, 因而在大洋东部更易形成不对称的物理场。这一结果支持了前面二维模式中不对称状态的发展机理。

由海气相互作用造成海洋状态的不对称性可能是一种机制, 也可能是重要的机制。但这种机制有一个重要基础, 即考虑了大洋东、西部分的温跃层深度是不一样的。大洋东部浅的温跃层, 由于海洋中垂直混合过程的发展, 从而使海气相互作用强烈, 使一个对赤道不对称的初始扰动更易得到发展, 而造成对赤道不对称状态。如果温跃层在大洋的东、西部分是一样的, 则即使是强烈的海气相互作用, 也不可能使大洋东、西部分的物理场出现不同的经圈结构。

现在我们试图从纯海洋动力学的角度, 即主要从分析热带海洋波动的性质来研究海洋物理场在大洋西部和东部将易形成的结构状态。

2 模式和启动海洋运动的风应力

如果大气和海洋的重力波波速分别为 C_a 和 C , 一般来讲, $C/C_a \ll O(1)$, 如大气运动和海洋运动的空间特征尺度分别为 $L_a = (C_a/2\beta)^{1/2}$ 和 $L = (C/2\beta)^{1/2}$, 则这两个尺度显然是不一样的, 并有 $L_a \ll L$ 。在另一方面, 大气和海洋运动的特征时间分别为 $T_a = (2\beta C_a)^{-1/2}$ 和 $T = (2\beta C)^{-1/2}$, 它们也是不一样的, 并有 $T_a \ll T$, 即大气运动的特征时间要比海洋运动来得快。这两个不同的空间尺度和时间尺度, 给问题的研究带来一定的复杂性, 但如研究的是一种慢过程, 则可以取 T 作为大气运动的特征时间。进而, 如果风应力是沿纬圈的 (如信风), 并且是均匀的 (与 x 无关), 则可以用 Weber 函数 D_n 写成

$$\tau^x = \sum_{n=0}^{\infty} \tau_n^x(t) D_n(y), \quad (1)$$

这是给定的启动海洋运动的风应力。为简单起见, 在这里风应力在经圈方向的特征尺度也取成 L 。

现用一个简单的模式来描写海洋运动。在这一模式中, 温跃层是上、下两层流体的界面, 上层流体的厚度为 D , 流体只在上层运动, 在下层是静止的, 从而有

$$C = \sqrt{g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} D} = \sqrt{g' D}, \quad (2)$$

C 为重力内波波速, g' 为视重力。如外界强迫只考虑纬圈风应力, 在赤道 β 平面上小扰动的的基本方程为

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v + \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\tau^x}{D}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \beta y u + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + C^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0. \quad (5)$$

取运动的特征时间为 $(2\beta C)^{-1/2}$, 特征尺度为 $(C/2\beta)^{1/2}$, 速度正比于 C , 重力位势正比于 C^2 。 τ^x 的特征值为 τ_0 , 变化的特征时间同海洋, 即为 $(2\beta C)^{-1/2}$ 。方程 (3)、(4)、(5) 的无量纲形式为

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \frac{1}{2} y v + \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \tau \tau^x, \quad (6)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{1}{2} y u + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (8)$$

式中 $\tau = \tau_0 (T / CD)$, τ_0 表示风应力的特征强度。

引进

$$q = \varphi + u, \quad r = \varphi - u. \quad (9)$$

由式 (6) 加式 (8), 得

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{1}{2} y v = \tau \tau^x, \quad (10)$$

由式 (8) 减式 (6), 得

$$\frac{\partial r}{\partial t} - \frac{\partial r}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{2} y v = -\tau \tau^x. \quad (11)$$

注意到

$$\varphi = \frac{1}{2} (q + r), \quad u = \frac{1}{2} (q - r) \quad (12)$$

代入式 (7), 得

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial q}{\partial y} + \frac{1}{2} y q \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial r}{\partial y} - \frac{1}{2} y r \right) = 0. \quad (13)$$

对式 (10)、(11)、(13) 中的各物理量用 Weber 函数展开成

$$F = \sum_{n=0}^{\infty} F_n(x, t) D_n(y). \quad (14)$$

利用 Weber 函数的正交性, 得到系数方程

$$\frac{\partial q_n}{\partial t} + \frac{\partial q_n}{\partial x} - v_{n-1} = \tau \tau_n^x, \quad (15)$$

$$\frac{\partial r_n}{\partial t} - \frac{\partial r_n}{\partial x} + (n+1)v_{n+1} = -\tau \tau_n^x, \quad (16)$$

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} + \frac{1}{2}(n+1)q_{n+1} - \frac{1}{2}r_{n-1} = 0, \quad (17)$$

这组方程组消去 v_n , 则有

$$\frac{\partial q_0}{\partial t} + \frac{\partial q_0}{\partial x} = \tau \tau_0^x, \quad (18)$$

$$\frac{\partial^2 q_1}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 q_1}{\partial x \partial t} + \frac{1}{2}q_1 = \tau \frac{\partial \tau_1^x}{\partial t}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 q_{n+2}}{\partial t^3} - \frac{\partial^3 q_{n+2}}{\partial x^2 \partial t} + \frac{1}{2}(2n+3) \frac{\partial q_{n+2}}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial q_{n+2}}{\partial x} \\ = \tau \left[\frac{\partial^2 \tau_{n+2}^x}{\partial t^2} + \frac{1}{2}(n+1) \tau_{n+2}^x \right] - \frac{1}{2} \tau \tau_n^x, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 r_n}{\partial t^3} - \frac{\partial^3 r_n}{\partial x^2 \partial t} + \frac{1}{2}(2n+3) \frac{\partial r_n}{\partial t} - \frac{1}{2} \frac{\partial r_n}{\partial x} \\ = -\tau \left[\frac{\partial^2 \tau_n^x}{\partial t^2} + \frac{1}{2}(n+2) \tau_n^x \right] + \frac{1}{2}(n+1)(n+2) \tau \tau_{n+2}^x \end{aligned} \quad (21)$$

以及

$$\frac{\partial^2 q_{n+2}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 q_{n+2}}{\partial x \partial t} + \frac{1}{2}(n+2)q_{n+2} - \frac{1}{2}r_n = \tau \frac{\partial \tau_{n+2}^x}{\partial t}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial^2 r_{n-1}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 r_{n-1}}{\partial x \partial t} + \frac{1}{2}nr_{n-1} - \frac{1}{2}n(n+1)q_{n+1} = -\tau \frac{\partial \tau_{n-1}^x}{\partial t}. \quad (23)$$

方程 (18) 的自由方程描写的是 Kelvin 波, 而方程 (19) 的自由方程描写的是 Rossby—重力惯性混合波。方程 (20) 和 (21) 的自由方程在形式上是一样的, 如对物理量取 Laplace 变换, 即

$$(\hat{q}_n, \hat{r}_n) = \int_0^\infty e^{-st} (q_n, r_n) dt, \quad (24)$$

则方程 (20)、(21) 的自由方程的色散关系为

$$k_n^+ = \frac{-\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + 2(2n+3)s^2 + 4s^4}}{2s}, \quad (25)$$

$$k_n^- = \frac{-\frac{1}{2} - \sqrt{\frac{1}{4} + 2(2n+3)s^2 + 4s^4}}{2s}, \quad (26)$$

这与 $n \neq 0, 1$ 时的 Matsuno 方程的色散关系相同。因此，方程 (20) 和 (21) 的自由方程描写的是 Rossby 波和重力惯性波。

注意到，方程 (22) 和 (23) 对 x 是一阶的，因此它们可作为方程 (20) 和 (21) 的边界条件。取 Laplace 变换，得到

$$s^2 \hat{q}_{n+2} + s \frac{d\hat{q}_{n+2}}{dx} + \frac{1}{2} (n+2) \hat{q}_{n+2} - \frac{1}{2} \hat{r}_n = s \tau \tau_{n+2}^x, \tag{27}$$

$$s^2 \hat{r}_{n-1} - \frac{d\hat{r}_{n-1}}{dt} + \frac{1}{2} n \hat{r}_{n-1} - \frac{1}{2} n(n+1) \hat{q}_{n+1} = -s \tau \tau_{n-1}^x. \tag{28}$$

3 纬圈风应力的作用

为简单起见，设风应力在经圈方向只取一个对赤道对称的模 $D_0(y)$ 和一个对赤道反对称的模 $D_1(y)$ ，且这两个模对应的振幅的时间变化是一样的，由此 (1) 式可简化成

$$\tau^x = X(t)[\tau_0^x D_0(y) + \tau_1^x D_1(y)], \tag{29}$$

式中 $\tau_0^x > 0, \tau_1^x < 0$ ，进而设风应力从零开始，线性加强到 t_0 ，这以后取常数值，即

$$X(t) = \begin{cases} \tilde{X} t & \text{当 } 0 < t < t_0, \\ \tilde{X} t_0 & \text{当 } t > t_0. \end{cases} \tag{30}$$

引进 Laplace 变换后，有

$$\hat{X}(s) = \int_0^\infty e^{-st} X(t) dt = \frac{1 - e^{-t_0 s}}{s^2} \tilde{X}. \tag{31}$$

因为在赤道地区，纬向风一般以东风为主，所以令 $\tilde{X} < 0$ 。在另一方面，当时间很大，即 s 很小时，公式 (25)、(26) 可简化成

$$k_n^+ = (2n+3)s, \tag{32}$$

$$k_n^- = -\frac{1}{2s} - (2n+3)s, \tag{33}$$

这相当于在频率方程中过滤掉重力惯性波。前者是向西的 Rossby 长波，后者是向东的 Rossby 短波。

对方程 (18)、(27)、(28)、(29) 及条件 (32)、(33) 取 Laplace 变换，并对经圈模截断到三阶，即取 $n=0, 1, 2, 3$ ，然后分别讨论大洋西部解和大洋东部解。

4 西部海洋解

应用 Laplace 变换后的截断模方程为

$$\frac{d\hat{q}_0}{dx} + s \hat{q}_0 = \tau \tau_0^x \hat{X}, \tag{34}$$

$$\frac{d\hat{q}_1}{dx} + \left(s + \frac{1}{2s}\right)\hat{q}_1 = \tau\tau_1^x \hat{X}, \quad (35)$$

$$s\frac{d^2\hat{q}_2}{dx^2} + \frac{1}{2}\frac{d\hat{q}_2}{dx} - \left(s^2 + \frac{3}{2}\right)s\hat{q}_2 = \frac{1}{2}\tau\tau_0^x \hat{X}, \quad (36)$$

$$s\frac{d^2\hat{q}_3}{dx^2} + \frac{1}{2}\frac{d\hat{q}_3}{dx} - \left(s^2 + \frac{5}{2}\right)s\hat{q}_3 = \frac{1}{2}\tau\tau_1^x \hat{X}, \quad (37)$$

$$s\frac{d^2\hat{r}_0}{dx^2} + \frac{1}{2}\frac{d\hat{r}_0}{dx} - \left(s^2 + \frac{3}{2}\right)s\hat{r}_0 = \tau\tau_0^x \hat{X}, \quad (38)$$

$$s\frac{d^2\hat{r}_1}{dx^2} + \frac{1}{2}\frac{d\hat{r}_1}{dx} - \left(s^2 + \frac{5}{2}\right)s\hat{r}_1 = \frac{3}{2}\tau\tau_1^x \hat{X}, \quad (39)$$

$$s\frac{d^2\hat{r}_2}{dx^2} + \frac{1}{2}\frac{d\hat{r}_2}{dx} - \left(s^2 + \frac{7}{2}\right)s\hat{r}_2 = 0, \quad (40)$$

$$s\frac{d^2\hat{r}_3}{dx^2} + \frac{1}{2}\frac{d\hat{r}_3}{dx} - \left(s^2 + \frac{9}{2}\right)s\hat{r}_3 = 0. \quad (41)$$

方程 (34) 描写的是风应力强迫下向东传的 Kelvin 波方程, 其解为

$$\hat{q}_0 = \hat{q}_0|_{x=0} e^{-sx} + \frac{1}{s}\tau\tau_0^x \hat{X}(1 - e^{-sx}), \quad (42)$$

考虑到 $x=0$ 时, $u=0$, 所以 $q=r=\varphi$, 因此

$$\hat{q}_0 = \hat{\varphi}_0|_{x=0} e^{-sx} + \frac{1}{s}\tau\tau_0^x \hat{X}(1 - e^{-sx}). \quad (43)$$

方程 (35) 描写的是 Rossby-重力惯性混合波, 其解为

$$\hat{q}_1 = \hat{\varphi}_1|_{x=0} e^{-(1/2s+2s)x} + \frac{1}{s+\frac{1}{2s}}\tau\tau_1^x (1 - e^{-(1/2s+2s)x})\hat{X}, \quad (44)$$

当时间很长即 s 很小时, 近似得到

$$\hat{q}_1 = \hat{\varphi}_1|_{x=0} e^{-(1/2s+2s)x} + 2s\tau\tau_1^x (1 - e^{-(1/2s+2s)x})\hat{X}. \quad (45)$$

将方程 (36) 的解取成正比于 $e^{k_n^- x}$, 考虑到当 s 很小时, k_n^- 的近似式为 (33), 则其解为

$$\hat{q}_2 = \hat{\varphi}_2|_{x=0} e^{-(1/2s+3s)x} - \frac{1}{2s^2+3}\tau\tau_0^x (1 - e^{-(1/2s+3s)x})\hat{X}, \quad (46)$$

近似得到

$$\hat{q}_2 = \hat{\varphi}_2|_{x=0} e^{-(1/2s+3s)x} - \frac{1}{3}\tau\tau_0^x (1 - e^{-(1/2s+3s)x})\hat{X}. \quad (47)$$

类似地有

$$\hat{q}_3 = \hat{\phi}_3 \Big|_{x=0} e^{-(1/2s+5s)x} - \frac{1}{5s} \tau \tau_1^x (1 - e^{-(1/2s+5s)x}) \hat{X}, \quad (48)$$

$$\hat{r}_0 = \hat{\phi}_0 \Big|_{x=0} e^{-(1/2s+3s)x} - \frac{2}{3s} \tau \tau_0^x (1 - e^{-(1/2s+3s)x}) \hat{X}, \quad (49)$$

$$\hat{r}_1 = \hat{\phi}_1 \Big|_{x=0} e^{-(1/2s+5s)x} - \frac{3}{5s} \tau \tau_1^x (1 - e^{-(1/2s+5s)x}) \hat{X}, \quad (50)$$

$$\hat{r}_2 = \hat{\phi}_2 \Big|_{x=0} e^{-(1/2s+7s)x}, \quad (51)$$

$$\hat{r}_3 = \hat{\phi}_3 \Big|_{x=0} e^{-(1/2s+9s)x}. \quad (52)$$

由于 $x=0$ 时, $u=0$, $q=r=\phi$, 取 $n=0$, 式 (27) 变为

$$s \frac{d\hat{q}_2}{dx} + (s^2 + 1) \hat{\phi}_2 \Big|_{x=0} - \frac{1}{2} \hat{\phi}_0 \Big|_{x=0} = 0. \quad (53)$$

取 $n=1$, 式 (28) 变为

$$s \frac{d\hat{r}_0}{dx} + \hat{\phi}_2 \Big|_{x=0} - \left(s^2 + \frac{1}{2} \right) \hat{\phi}_0 \Big|_{x=0} = \tau \tau_0^x s \hat{X}. \quad (54)$$

将式 (47) 代入式 (53), 得

$$(1 - 4s^2) \hat{\phi}_2 \Big|_{x=0} - \hat{\phi}_0 \Big|_{x=0} = \frac{1}{3s} \tau \tau_0^x \hat{X} (1 + 6s^2). \quad (55)$$

将式 (49) 代入式 (54), 得

$$\hat{\phi}_2 \Big|_{x=0} - (1 + 4s^2) \hat{\phi}_0 \Big|_{x=0} = \frac{1}{3s} \tau \tau_0^x \hat{X} (1 + 9s^2). \quad (56)$$

由式 (55) 和式 (56) 解得

$$\hat{\phi}_0 \Big|_{x=0} = - \left(\frac{1}{48s^3} + \frac{3}{4s} \right) \tau \tau_0^x \hat{X}, \quad (57)$$

$$\hat{\phi}_2 \Big|_{x=0} = - \left(\frac{1}{48s^3} + \frac{1}{2s} \right) \tau \tau_0^x \hat{X}. \quad (58)$$

取 $n=1$, 式 (27) 变为

$$s \frac{d\hat{q}_3}{dx} + \left(\frac{3}{2} + s^2 \right) \hat{\phi}_3 \Big|_{x=0} - \frac{1}{2} \hat{\phi}_1 \Big|_{x=0} = 0. \quad (59)$$

取 $n=2$, 式 (28) 变为

$$s \frac{d\hat{r}_1}{dx} - (s^2 + 1) \hat{\phi}_1 \Big|_{x=0} + 3 \hat{\phi}_3 \Big|_{x=0} = s \tau \tau_1^x \hat{X}. \quad (60)$$

将式 (48) 代入式 (59), 得

$$(1 - 4s^2) \hat{\phi}_3 \Big|_{x=0} - \frac{1}{2} \hat{\phi}_1 \Big|_{x=0} = \frac{1}{5s} \tau \tau_1^x \hat{X} \left(\frac{1}{2} + 5s^2 \right). \quad (61)$$

将式 (50) 代入式 (60), 得

$$3 \hat{\phi}_3|_{x=0} - \left(\frac{3}{2} + 6s^2\right) \hat{\phi}_1|_{x=0} = \frac{1}{5s} \tau \tau_1^x \hat{X} \left(\frac{3}{2} + 20s^2\right). \quad (62)$$

由式 (61) 和式 (62) 解得

$$\hat{\phi}_1|_{x=0} = - \left(\frac{1}{120s^3} + \frac{2}{3s}\right) \tau \tau_1^x \hat{X}, \quad (63)$$

$$\hat{\phi}_3|_{x=0} = - \left(\frac{1}{240s^3} + \frac{1}{4s}\right) \tau \tau_1^x \hat{X}. \quad (64)$$

考虑到边界值后, 由以上有关各式得到

$$\hat{q}_0 = - \tau \tau_0^x \left[\left(\frac{1}{48s^3} + \frac{7}{4s}\right) e^{-sx} - \frac{1}{s} \right] \hat{X}, \quad (65)$$

$$\hat{q}_1 = - \tau \tau_1^x \left[\left(\frac{1}{120s^3} + \frac{2}{3s} + 2s\right) e^{-(x/2s + 2sx)} - 2s \right] \hat{X}, \quad (66)$$

$$\hat{q}_2 = - \tau \tau_0^x \left[\left(\frac{1}{48s^3} + \frac{1}{6s}\right) e^{-(x/2s + 3sx)} + \frac{1}{3s} \right] \hat{X}, \quad (67)$$

$$\hat{q}_3 = - \tau \tau_1^x \left[\left(\frac{1}{240s^3} + \frac{1}{20s}\right) e^{-(x/2s + 5sx)} + \frac{1}{5s} \right] \hat{X}, \quad (68)$$

$$\hat{r}_0 = - \tau \tau_0^x \left[\left(\frac{1}{48s^3} + \frac{1}{12s}\right) e^{-(x/2s + 3sx)} + \frac{2}{3s} \right] \hat{X}, \quad (69)$$

$$\hat{r}_1 = - \tau \tau_1^x \left[\left(\frac{1}{240s^3} + \frac{1}{20s}\right) e^{-(x/2s + 5sx)} + \frac{3}{5s} \right] \hat{X}, \quad (70)$$

$$\hat{r}_2 = - \tau \tau_0^x \left(\frac{1}{48s^3} + \frac{1}{2s} \right) e^{-(x/2s + 7sx)} \hat{X}, \quad (71)$$

$$\hat{r}_3 = - \tau \tau_1^x \left(\frac{1}{240s^3} + \frac{1}{4s} \right) e^{-(x/2s + 9sx)} \hat{X}. \quad (72)$$

对于形如式 (31) 的风应力, 以上各式经 Laplace 逆变换后, 方程 (65) 给出

$$q_0 = \tau \tau_0^x \hat{X} \left[\frac{1}{2} t^2 - \begin{cases} \frac{1}{2} (t - t_0)^2 & t > t_0 \\ 0 & t < t_0 \end{cases} - \begin{cases} \frac{(t - x)^4}{1152} + \frac{7}{8} (t - x)^2 & t > x \\ 0 & t < x \end{cases} \right. \\ \left. + \begin{cases} \frac{(t - t_0 - x)^4}{1152} + \frac{7}{8} (t - t_0 - x)^2 & t > t_0 + x \\ 0 & t < t_0 + x \end{cases} \right], \quad (73)$$

容易看出式中前二项是风应力的直接作用, 而后二项表示在 0 时刻和 t_0 时刻激发的 Kelvin 波。

方程 (65) 给出

$$\begin{aligned} q_1 = \tau \tau_1^x \tilde{X} & \begin{cases} -\frac{1}{30} \left(\frac{t-2x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t-2x)} \\ -\frac{4(t-2x)}{3x} J_2 \sqrt{2x(t-2x)} - 10J_0(\sqrt{2xt}) \end{cases} & \text{当 } t > 2x \\ & 0 & \text{当 } t < 2x \\ & + \begin{cases} -\frac{1}{30} \left(\frac{t-t_0-2x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t-t_0-2x)} \\ -\frac{4(t-t_0-2x)}{3x} J_2 \sqrt{2x(t-t_0-2x)} - 10J_0 \sqrt{2x(t-t_0)} \end{cases} & \text{当 } t > t_0 + 2x \\ & 0 & \text{当 } t < t_0 + 2x \\ & + 2 - \begin{cases} 2 & \text{当 } t > t_0 \\ 0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \end{aligned} \tag{74}$$

式中的 $J_n(x)$ 为 Bessel 函数，与 $J_n(x)$ 有关的项是由 Rossby 短波造成，由于它们的贡献主要在边界附近，这样使物理场在边界附近具有动力边界层结构。

方程 (67) 的逆变换给出

$$\begin{aligned} q_2 = \tau \tau_0^x \tilde{X} & \begin{cases} -\frac{1}{6} t^2 + \begin{cases} \frac{1}{6} (t-t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \\ 0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \end{cases} \\ & + \begin{cases} -\frac{1}{12} \left(\frac{t-3x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t-3x)} - \frac{t-3x}{3x} J_2 \sqrt{2x(t-3x)} & \text{当 } t > 3x \\ 0 & \text{当 } t < 3x \end{cases} \\ & + \begin{cases} \begin{cases} \frac{1}{12} \left(\frac{t-t_0-3x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t-t_0-3x)} \\ + \frac{t-t_0-3x}{3x} J_2 \sqrt{2x(t-t_0-3x)} \end{cases} & t > t_0 + 3x \\ 0 & t < t_0 + 3x \end{cases} \end{aligned} \tag{75}$$

以及方程 (68) 的逆变换给出

$$\begin{aligned} q_3 = \tau \tau_1^x \tilde{X} & \begin{cases} -\frac{1}{10} t^2 + \begin{cases} \frac{1}{10} (t-t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \\ 0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \end{cases} \\ & + \begin{cases} -\frac{1}{60} \left(\frac{t-5x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t-5x)} - \frac{t-5x}{10x} J_2 \sqrt{2x(t-5x)} & \text{当 } t > 5x \\ 0 & \text{当 } t < 5x \end{cases} \\ & + \begin{cases} \begin{cases} \frac{1}{60} \left(\frac{t-t_0-5x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t-t_0-5x)} \\ - \frac{t-t_0-5x}{10x} J_2 \sqrt{2x(t-t_0-5x)} \end{cases} & t > t_0 + 5x \\ 0 & t < t_0 + 5x \end{cases} \end{aligned} \tag{76}$$

此外，

$$\begin{aligned}
 r_0 = \tau \tau_0^x \tilde{X} & \left[-\frac{1}{3} t^2 + \begin{cases} \frac{1}{3} (t - t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \\ 0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \right. \\
 & + \begin{cases} -\frac{1}{12} \left(\frac{t - 3x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t - 3x)} - \frac{t - 3x}{6x} J_2 \sqrt{2x(t - 3x)} & \text{当 } t > 3x \\ 0 & \text{当 } t < 3x \end{cases} \\
 & + \begin{cases} \frac{1}{12} \left(\frac{t - t_0 - 3x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t - t_0 - 3x)} \\ \quad + \frac{t - t_0 - 3x}{3x} J_2 \sqrt{2x(t - t_0 - 3x)} & t > t_0 + 3x \\ 0 & t < t_0 + 3x \end{cases} \Big], \quad (77)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 r_1 = \tau \tau_1^x \tilde{X} & \left[-0.3 t^2 + \begin{cases} 0.3 (t - t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \\ 0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \right. \\
 & + \begin{cases} -\frac{1}{30} \left(\frac{t - 5x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t - 5x)} - \frac{2(t - 5x)}{15x} J_2 \sqrt{2x(t - 5x)} & \text{当 } t > 5x \\ 0 & \text{当 } t < 5x \end{cases} \\
 & + \begin{cases} \frac{1}{60} \left(\frac{t - t_0 - 5x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t - t_0 - 5x)} \\ \quad - \frac{t - t_0 - 5x}{10x} J_2 \sqrt{2x(t - t_0 - 5x)} & t > t_0 + 5x \\ 0 & t < t_0 + 5x \end{cases} \Big], \quad (78)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 r_2 = \tau \tau_2^x \tilde{X} & \left[\begin{cases} -\frac{1}{12} \left(\frac{t - 7x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t - 7x)} - \frac{t - 7x}{x} J_2 \sqrt{2x(t - 7x)} & \text{当 } t > 7x \\ 0 & \text{当 } t < 7x \end{cases} \right. \\
 & + \begin{cases} \frac{1}{12} \left(\frac{t - t_0 - 7x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t - t_0 - 7x)} \\ \quad + \frac{t - t_0 - 7x}{x} J_2 \sqrt{2x(t - t_0 - 7x)} & t > t_0 + 7x \\ 0 & t < t_0 + 7x \end{cases} \Big], \quad (79)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 r_3 = \tau \tau_3^x \tilde{X} & \left[\begin{cases} -\frac{1}{60} \left(\frac{t - 9x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t - 9x)} - \frac{t - 5x}{2x} J_2 \sqrt{2x(t - 9x)} & \text{当 } t > 9x \\ 0 & \text{当 } t < 9x \end{cases} \right. \\
 & + \begin{cases} \frac{1}{60} \left(\frac{t - t_0 - 9x}{x} \right)^2 J_4 \sqrt{2x(t - t_0 - 9x)} \\ \quad + \frac{t - t_0 - 9x}{2x} J_2 \sqrt{2x(t - t_0 - 9x)} & \text{当 } t > t_0 + 9x \\ 0 & \text{当 } t < t_0 + 9x \end{cases} \Big], \quad (80)
 \end{aligned}$$

在 q_2 、 q_3 、 r_0 、 r_1 中既有风应力强迫的作用, 又有在风应力作用下 Rossby 短波的作用, 而 r_2 、 r_3 则仅有风应力激发出的 Rossby 短波的作用。

图 1 给出了不同时刻 φ 场的分布情况。令 $|\tau_0^x| = |\tau_1^x|$, 即初始风场中偶对称风场的权重和奇对称风场的权重是相等的, 这时南半球的风应力较大。取 $t_0 = 5$, 现取风应力定常后的四个时刻 $t = 16, 20, 24, 28$ 来看 φ 场的发展情况。图中的值都已除 $\tau\tau_n^x$ ($n = 0, 1$), 所有量均为无量纲量。由于吹的是东风, 温跃层是正的。同时由于风应力的不断强迫, 温跃层振幅不断增大, 但扰动却向东传播, 由于 Rossby 短波只在边界附近是重要的, 因此向大洋内部的传播主要是 Kelvin 波的作用。将大洋西部解减去大洋中部单纯由风应力强迫时的解, 所得的 φ 场分布见图 2。这个场是去掉风应力强迫项只由赤道波动所造成的场的分布。这样就能更清楚的理解赤道波动的作用。从图 2 可以看出, 在赤道南北纬平均一个无量纲长度范围内, 赤道 Kelvin 波的振幅较大, 从而有助于 φ 场在赤道地区呈现对称分布。另外也注意到, 大洋边界附近的值较大, 这是 Rossby 短波的作用, 它表现出动力边界层的特征, 而其结构在南、北半球是不对称的。

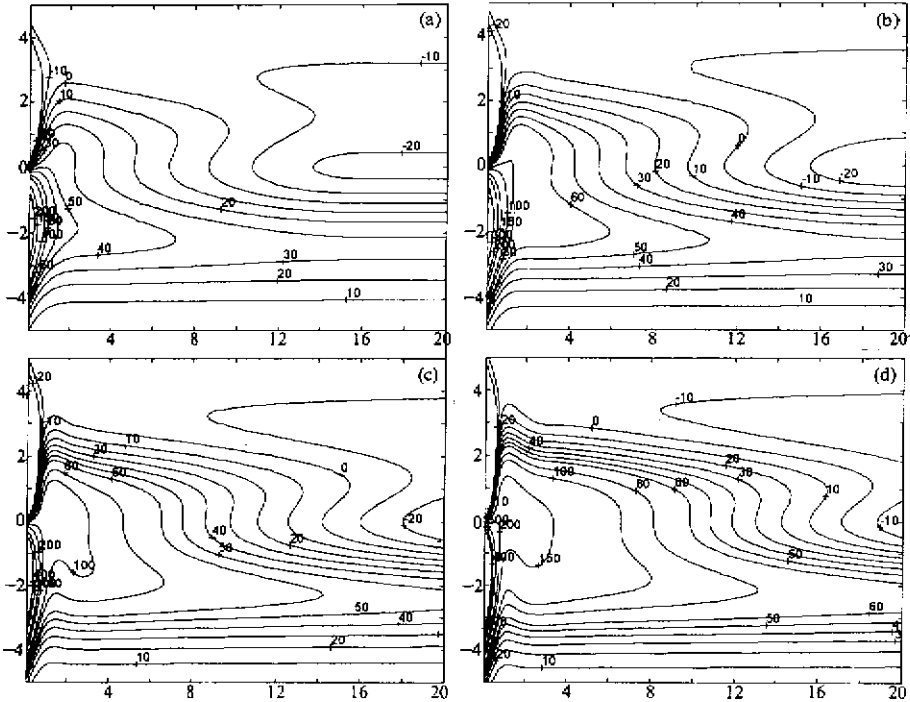


图 1 φ 场在四个时刻的分布情况
(a) $t = 16$; (b) $t = 20$; (c) $t = 24$; (d) $t = 28$

5 东部海洋解

设海洋的边界仍放在 $x = 0$ 处, 但 $x < 0$, 令 $x = -\xi$, $\xi > 0$, 式 (43) 改写成

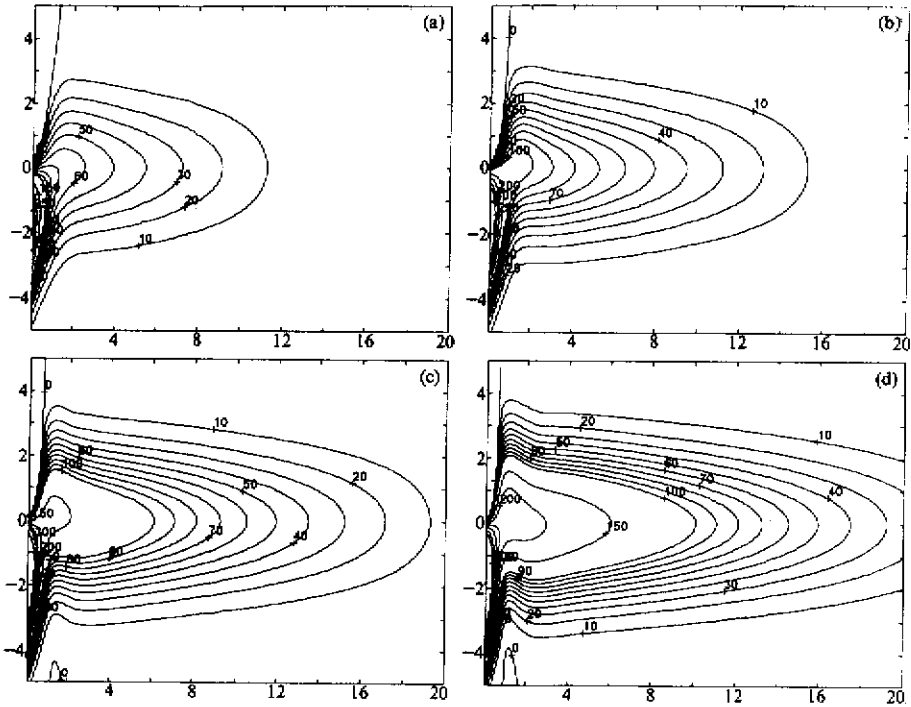


图 2 大洋西部去掉风应力强迫后 ω 场在四个时刻的分布情况，其余同图 1

$$\hat{q}_0 = \left[\hat{\phi}_0|_{x=0} - \frac{1}{s} \tau \tau_0^x \hat{X} \right] e^{s\xi} + \frac{1}{s} \tau \tau_0^x \hat{X}. \quad (81)$$

为了得到 $\xi \rightarrow \infty$ 时的有限解，要求

$$\hat{q}_0|_{\xi=0} = \frac{1}{s} \tau \tau_0^x \hat{X} = \hat{\phi}_0|_{\xi=0}, \quad (82)$$

由此得到

$$\hat{q}_0 = \frac{1}{s} \tau \tau_0^x \hat{X}, \quad (83)$$

同理，

$$\hat{\phi}_1|_{\xi=0} = \hat{q}_1|_{\xi=0} = 2s\tau\tau_1^x \hat{X}, \quad (84)$$

$$\hat{q}_1 = 2s\tau\tau_1^x \hat{X}. \quad (85)$$

对其他方程，取解的形式为 $e^{-k_n^+ \xi}$ ，考虑到 k_n^+ 的近似值取式 (32)，则有

$$\hat{r}_0 = \tau \tau_0^x \left(\frac{5}{3} e^{-3s\xi} - \frac{2}{3} \right) \frac{\hat{X}}{s}, \quad (86)$$

$$\hat{r}_1 = \tau \tau_1^x \left[\left(2s + \frac{3}{5s} \right) e^{-5s\xi} - \frac{3}{5s} \right] \hat{X}, \quad (87)$$

以及

$$\hat{q}_2 = \hat{\phi}_2|_{\xi=0} e^{-3s\xi} - \frac{1}{3s} \tau \tau_1^x (1 - e^{-3s\xi}) \hat{X}, \quad (88)$$

$$\hat{q}_3 = \hat{\phi}_3|_{\xi=0} e^{-5s\xi} - \frac{1}{5s} \tau \tau_1^x (1 - e^{-5s\xi}) \hat{X}, \quad (89)$$

考虑到边界条件, $\xi=0$ 处, $u=0$, 当 $n=0$ 时, 由式 (88) 代入方程 (53), 得到

$$(1 + 3s^2) \hat{\phi}_2|_{\xi=0} = \frac{1}{2} \hat{\phi}_0|_{\xi=0} - \tau \tau_0^x s \hat{X}(t), \quad (90)$$

化简后, 得到

$$\hat{\phi}_2|_{\xi=0} = \frac{1}{2} \hat{\phi}_0|_{\xi=0} = \frac{1}{2s} \tau \tau_0^x \hat{X}(t), \quad (91)$$

当 $n=1$ 时, 由式 (89) 代入方程 (59), 得到

$$\left(\frac{3}{2} + 5s^2\right) \hat{\phi}_3|_{x=0} = \frac{1}{2} \hat{\phi}_1|_{x=0} - s \tau \tau_1^x \hat{X}. \quad (92)$$

考虑到式 (84), 得

$$\phi_3 = 0, \quad (93)$$

所以

$$\hat{q}_2 = \tau \tau_0^x \left(\frac{5}{6} e^{-3s\xi} - \frac{1}{3} \right) \frac{\hat{X}}{s}, \quad (94)$$

$$\hat{q}_3 = \tau \tau_1^x \left[-\frac{1}{5s} (1 - e^{-5s\xi}) \right] \hat{X}, \quad (95)$$

$$\hat{r}_2 = \frac{1}{2} \tau \tau_0^x e^{-7s\xi} \frac{\hat{X}}{s}, \quad (96)$$

$$\hat{r}_3 = 0. \quad (97)$$

对形如式 (31) 的风应力, 经 Laplace 逆变换给出

$$q_0 = \tau \tau_0^x \tilde{X} \begin{cases} \frac{1}{2} t^2 - \frac{1}{2} (t - t_0)^2 & t > t_0 \\ 0 & t < t_0 \end{cases}. \quad (98)$$

注意到在东部解的 q_0 中不包含 Kelvin 波解, 仅有风应力的强迫作用, 而

$$q_1 = \tau \tau_1^x \tilde{X} \begin{cases} 0 & t > t_0 \\ 2 & t < t_0. \end{cases} \quad (99)$$

这个模也只有风应力的强迫作用, 且当 $t > t_0$ 后, 扰动消失。以及

$$q_2 = \tau \tau_0^x \tilde{X} \begin{cases} -\frac{1}{6} t^2 + \frac{1}{6} (t - t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \\ 0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} + \begin{cases} \frac{5}{12} (t - 3\xi)^2 & t > 3\xi \\ 0 & t < 3\xi \end{cases} - \begin{cases} \frac{5}{12} (t - t_0 - 3\xi)^2 & \text{当 } t > 3\xi + t_0 \\ 0 & \text{当 } t < 3\xi + t_0 \end{cases}, \quad (100)$$

其中前二项表示风应力的强迫, 第三项表示 0 时刻激发的向西传播的波速为 $(1/3)C$ 的 Rossby 长波, 第四项表示在 t_0 时刻激发的向西传播的波速为 $(1/3)C$ 的 Rossby 长波。此外

$$q_3 = \tau \tau_1^x \tilde{X} \left[-\frac{1}{10} t^2 + \begin{cases} \frac{1}{10} (t - t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \\ 0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \right. \\ \left. + \begin{cases} \frac{1}{10} (t - 5\xi)^2 & t > 5\xi \\ 0 & t < 5\xi \end{cases} - \begin{cases} \frac{1}{10} (t - t_0 - 5\xi)^2 & \text{当 } t > 5\xi + t_0 \\ 0 & \text{当 } t < 5\xi + t_0 \end{cases} \right], \quad (101)$$

$$r_0 = \tau \tau_0^x \tilde{X} \left[-\frac{1}{3} t^2 + \begin{cases} \frac{1}{3} (t - t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \\ 0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \right. \\ \left. + \begin{cases} \frac{5}{6} (t - 3\xi)^2 & \text{当 } t > 3\xi \\ 0 & \text{当 } t < 3\xi \end{cases} - \begin{cases} \frac{5}{6} (t - t_0 - 3\xi)^2 & \text{当 } t > t_0 + 3\xi \\ 0 & \text{当 } t < t_0 + 3\xi \end{cases} \right], \quad (102)$$

$$r_1 = \tau \tau_1^x \tilde{X} \left[-\frac{3}{10} t^2 + \begin{cases} \frac{3}{10} (t - t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \\ 0 & \text{当 } t < t_0 \end{cases} \right. \\ \left. + \begin{cases} 2 + \frac{3}{10} (t - 5\xi)^2 & \text{当 } t > 5\xi \\ 0 & \text{当 } t < 5\xi \end{cases} - \begin{cases} 2 + \frac{3}{10} (t - t_0 - 5\xi)^2 & \text{当 } t > t_0 + 5\xi \\ 0 & \text{当 } t < t_0 + 5\xi \end{cases} \right], \quad (103)$$

$$r_2 = \tau \tau_0^x \tilde{X} \begin{cases} (t - 7\xi)^2 & \text{当 } t > 7\xi \\ 0 & \text{当 } t < 7\xi \end{cases} - \begin{cases} (t - t_0 - 7\xi)^2 & \text{当 } t > t_0 + 7\xi \\ 0 & \text{当 } t < t_0 + 7\xi \end{cases}, \quad (104)$$

$$r_3 = 0. \quad (105)$$

在图 3 中和西部解一样, 取 $t=16, 20, 24, 28$ 四个时刻的 φ 场分布情况。在 Rossby 波没有传到的地方, 也就是图中 φ 场纬向分布均匀的地方, 和西部解相比较是一致的。这相当于大洋中部的解, 也就是去掉了东、西部的各种波动作用, 只有风应力的强迫在起作用时的解。大洋东部解和西部解相比, 从图 3 可以看到, 在 Rossby 波传过的地区, φ 场表现出对赤道的不对称性。同时可以看到, 南半球有较大的梯度。

图 4 类似于图 2, 也是大洋东部解减去大洋中部解, 这相当于只保留各阶 Rossby 波后形成的 φ 场。在图中, 各阶 Rossby 波的综合作用也是使 φ 场表现为关于赤道的不对称分布。这是因为南、北半球风应力强度不同, 由此激发的 Rossby 长波的振幅在南、北半球也不相同。同时和图 2 相比, 西部的值比东部的值大几倍。从这一点来说, 西部以 Kelvin 波为表征的波动振幅明显强于东部 Rossby 波的振幅。可以这样说, 大洋西部和大洋东部相比, 由于多一个 Kelvin 波解, 而且 Kelvin 波具有较大的振幅, 对赤道对称的 Kelvin 波使大洋西部的赤道地区表现出对赤道的对称性, 且振幅也大。大洋东部, 各阶 Rossby 波的振幅相对较小, 同时由于风应力对赤道的不对称性而造成物理场对赤道的不对称性。

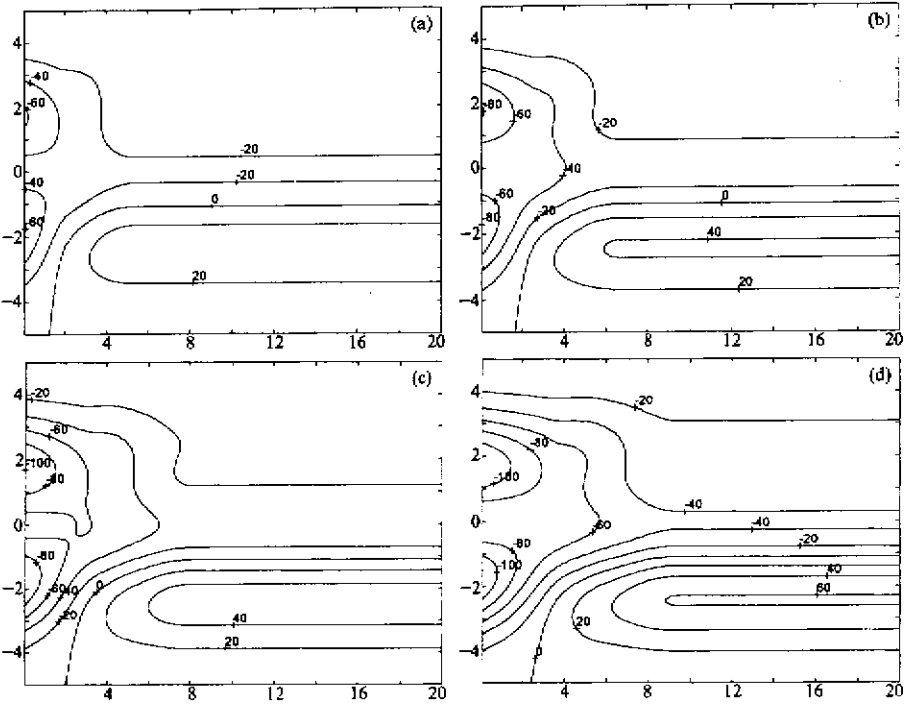


图3 东部 φ 场在四个时刻的分布情况，其余同图1

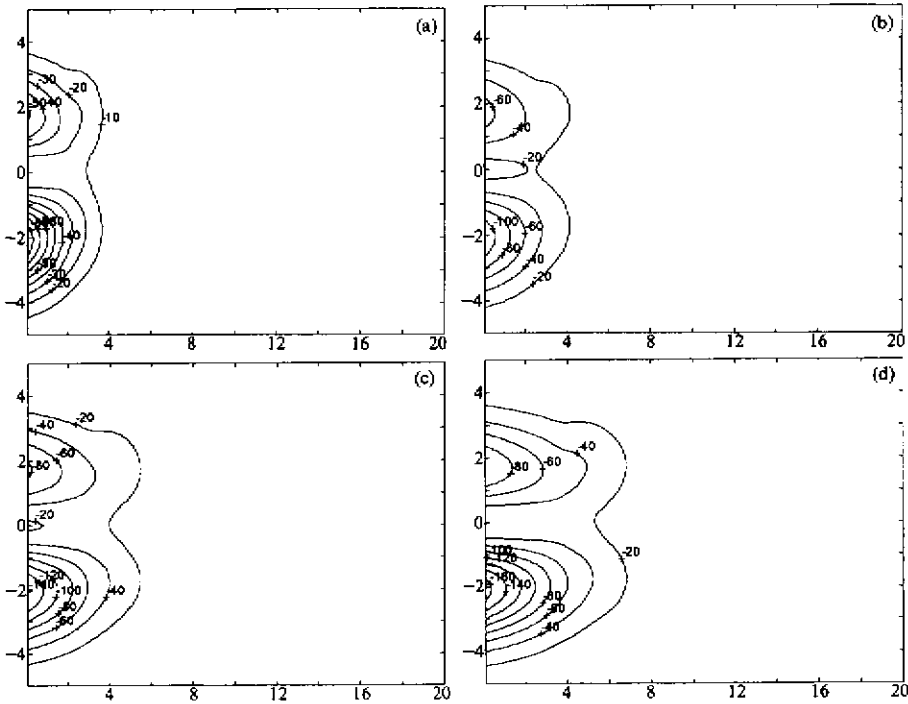


图4 大洋东部去掉风应力强迫后 φ 场在四个时刻的分布情况，其余同图1

6 结论

由以上分析,可以得到如下结论:

由于赤道对称的 Kelvin 波的振幅比 Rossby 波的振幅大,使得物理场在西太平洋比在东太平洋更趋于对称性。在东太平洋由于边界不能直接激发出 Kelvin 波,而奇偶对称的风应力均能激发出 Rossby 波,而它们的振幅值相近,故呈现不对称分布。

这表明即使不考虑海气相互作用等过程,由于海洋本身的动力学性质,也可以使东西海洋的状态分布有所不同,至少对距平状态是如此。在另一方面,大洋西部物理场的对称分布明显,响应场的振幅也大。这一特点,在研究 El Niño 事件的发生源地时是有参考意义的,即大洋西部更易成为 El Niño 发生的源地。

参 考 文 献

- 1 Shang-Ping Xie and S. George H. Philander, A coupled ocean-atmosphere model of relevance to the ITCZ in the eastern Pacific, *Tellus*, 1994, **46A**, 340~350.
- 2 Shang-Ping Xie, The maintenance of an equatorially asymmetric state in a hybrid coupled GCM, *J. Atmos. Sci.*, 1994, **151**, 2602~2612.

Responses of the Tropical Oceans to the Asymmetric wind Forcing

Chao Jiping

(National Center for Marine Environmental Forecasts, Beijing 100081)

Chen Feng

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Abstract It is noticed that the distributions of physical fields along longitude is greatly different between the east and the west in the tropics, especially in the tropics of the Pacific Ocean. The temperature of Warm Pool in the western Pacific is symmetric to the equator while that of Cool Tongue which tends to the south in the eastern Pacific is asymmetric to the equator. This thesis will interpret this character of distribution from wave in the tropics. It shows that the Kelvin wave symmetric to the equator is stronger than Rossby short waves in the western Pacific, which makes fields show a symmetry, whereas in the eastern Pacific, the intensity of symmetric Rossby waves is so similar to that of asymmetric Rossby waves that physical fields show a asymmetry.

Key words: symmetry and asymmetry structure; Kelvin wave; Rossby waves; wind stress