

# 赤道不同海域对信风张弛的响应特征 ——对 El Niño 研究的启示

巢纪平 张 丽

(国家海洋环境预报中心, 北京 100081)

**摘 要** 当均匀的纬圈风应力作用于赤道海洋时, 在东、西边界附近由于平衡的物理过程不同, 其响应特征也不同。当盛吹一个方向的风时, 例如东风, 东边界的温跃层会变浅(冷水), 而西边界的温跃层变深。当东风吹了 $t_0$ 时间而改吹西风时, 无论东边界的温跃层还是西边界的温跃层都要持续到 $2t_0$ 时间后, 才改变其发展方向。这表明边界上的物理场带有长的“惯性”或长的“记忆”。但西边界信号向东传播的速度比东边界向西传播的速度要快, 且振幅也大, 从这个意义上讲, El Niño 事件先兆从西边界附近出现后, 能迅速影响到西、中太平洋, 也即西边界附近更易成为 El Niño 事件的源地, 特别是强的 El Niño 事件。

**关键词** 信风张弛 Kelvin波 Rossby波

## 1 引言

El Niño 按原定义是指发生在秘鲁沿岸的表面海水增暖现象, 增暖了的海水有时可向北、向西扩展, 使整个赤道中、东太平洋为距平意义下的表层暖水所覆盖。Rasmusson 和 Carpenter<sup>[1]</sup>对 50 年代以来的 El Niño 过程的各个位相有过总结。从各次 El Niño 过程的合成图上可以看到, 无论是 El Niño 位相或它们前期和后期的 La Niña 位相, 暖的或冷的海表面温度距平在太平洋东、西两侧的分布是不对称的。这表明在赤道东、西太平洋边界附近海洋对大气强迫响应的物理过程是不一样的, 因而造成这种分布上的不对称性。

Wyrtki<sup>[2]</sup>指出, 在 El Niño 发生前太平洋盛吹东风(信风), 一旦东风张弛或变成西风时, El Niño 就发生了。这在物理上自然是可以理解的。因为强的东风将使西太平洋的海水堆积、压力增大或使温跃层变厚, 这种东西方向的压力梯度与东风的作用相平衡, 一旦东风减弱后, 在东西方向压力梯度作用下, 在西太平洋积累的暖水就要向东输送。当然, 这不是唯一的过程。事实上, 到转为西风时, 东太平洋边界附近的沿岸上升流减弱, 甚至出现下沉流, 因此表层海水也要变暖。因此, 应该认为, 信风张弛后, 中太平洋的暖水和赤道东太平洋边界附近的暖水, 是两种过程造成的(除洋流的直接作用外), 同时还存在另外的过程, 例如通过波动过程把这两片暖水连在一块。

当然也有例外, 如 1982/1983 年的暖水事件就首先出现在日界线以西, 是逐渐地向东传播的, 在日界线以西出现表层暖水时, 赤道太平洋东边界附近的海水还是冷的,

并注意到这时赤道东太平洋尚未转为西风。1986/1987 年的 El Niño 事件的暖水也是先在西太平洋出现后东传的。由于这样,如果把 El Niño 看成是赤道太平洋的一次暖水事件的话,就不应该把它看成只是赤道东太平洋的特有产物。我们也注意到,在 1986/1987 年 El Niño 事件中,瑙鲁 ( $0^{\circ}26', 166^{\circ}57'$ ) 的东风在 1986 年 7 月中旬就开始减弱并出现西风了,但这次暖水的全盛时期到 1986 年底才出现,即海表温度的变化要比西风的开始滞后了一段时间。

虽然目前公认 El Niño 是一类海气相互作用问题,同时已把它和大气中的南方涛动连在一起<sup>[3]</sup>,并简称为 ENSO。从海气相互作用的动力学来研究 El Niño 事件虽然已成为主流<sup>[4,5]</sup>,但把海洋响应的一些特征搞得清楚一些,对建立海气相互作用的理论仍然是有帮助的。

本文的目的在于应用简单的模式来研究海洋对风应力的响应过程,着重分析赤道海洋西边界和东边界响应的差异,使对 El Niño 事件的研究在理论上和资料统计上能给出一些启示。

## 2 模式

对于等值浅水模式,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  $c$ , 温跃层的位势高度正比于  $c^2$ ,  $c = (gh)^{1/2}$  为某一垂直特征模的重力波速度,  $\beta = df/dy$ ,  $f$  为柯利奥来参数,取赤道  $\beta$  平面近似,  $\beta$  为常数,风应力  $\tau^x$ 、 $\tau^y$  的特征强度为  $\tau_0$ ,模式的无量纲方程组为

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

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

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

式中无量纲数

$$\tau = \tau_0 \left[ \frac{(2\beta c)^{-1/2}}{cD} \right], \quad (4)$$

$D$  为温跃层的未扰厚度。

引进 Laplace 变换

$$\hat{y} = \int_0^{\infty} y e^{-st} dt, \quad (5)$$

则方程 (1) ~ (3) 变成

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

$$S\hat{v} + \frac{1}{2} y\hat{u} + \frac{\partial \hat{\varphi}}{\partial y} = \tau \hat{\tau}^y, \quad (7)$$

$$S\hat{\varphi} + \frac{\partial \hat{u}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} = 0. \quad (8)$$

按 Gill 和 Clark<sup>[6]</sup>引进变量

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

因此有

$$\varphi = \frac{1}{2}(q + \gamma), \quad u = \frac{1}{2}(q - \gamma). \quad (10)$$

这样由方程组 (6) ~ (8) 给出

$$S\hat{q} + \frac{\partial \hat{q}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} - \frac{1}{2}y\hat{v} = \tau\hat{\tau}^x, \quad (11)$$

$$S\hat{\gamma} - \frac{\partial \hat{\gamma}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} + \frac{1}{2}y\hat{v} = -\tau\hat{\tau}^x, \quad (12)$$

$$S\hat{v} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \hat{q}}{\partial y} + \frac{1}{2}y\hat{q}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \hat{\gamma}}{\partial y} - \frac{1}{2}y\hat{\gamma}\right) = \tau\hat{\tau}^y. \quad (13)$$

对所有的物理量用抛物圆柱函数即 Weber 函数展开成

$$\hat{F} = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{F}_n(x) D_n(y). \quad (14)$$

应用 Weber 函数  $D_n(y)$  的循环公式和正交性, 得到展开式中的系数方程为

$$S\hat{q}_n + \frac{d\hat{q}_n}{dx} - \hat{v}_{n-1} = \tau\hat{\tau}_n^x, \quad (15)$$

$$S\hat{\gamma}_n - \frac{d\hat{\gamma}_n}{dx} + (n+1)\hat{v}_{n+1} = -\tau\hat{\tau}_n^x, \quad (16)$$

$$S\hat{v}_n + \frac{1}{2}(n+1)\hat{q}_{n+1} - \frac{1}{2}\hat{\gamma}_{n-1} = \tau\hat{\tau}_n^y, \quad (17)$$

消去  $\hat{v}_n$  得到

$$S\hat{q}_0 + \frac{d\hat{q}_0}{dx} = \tau\hat{\tau}_0^x, \quad (18)$$

$$S^2\hat{q}_1 + S\frac{d\hat{q}_1}{dx} + \frac{1}{2}\hat{q}_1 = S^2\tau\hat{\tau}_1^x + \tau\hat{\tau}_0^y, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} S^3\hat{q}_{n+2} - S\frac{d^2\hat{q}_{n+2}}{dx^2} + \frac{1}{2}(2n+3)S\hat{q}_{n+2} - \frac{1}{2}\frac{d\hat{q}_{n+2}}{dx} \\ = \tau\left(S^3\hat{\tau}_{n+2}^x - S\frac{d\hat{\tau}_{n+2}^x}{dx} + \frac{1}{2}(n+1)\hat{\tau}_{n+2}^x - \frac{1}{2}\hat{\tau}_n^x\right) + \tau\left(S\hat{\tau}_{n+2}^y - \frac{d\hat{\tau}_{n+1}^y}{dx}\right), \end{aligned} \quad (20)$$

$$S^2\hat{q}_{n+2} + S\frac{d\hat{q}_{n+2}}{dx} + \frac{1}{2}(n+2)\hat{q}_{n+2} - \frac{1}{2}\hat{\gamma}_n = S\tau\hat{\tau}_{n+2}^x + \tau\hat{\tau}_{n+1}^y, \quad (21)$$

$$S^3\hat{\gamma}_n - S\frac{d^2\hat{\gamma}_n}{dx^2} + \frac{1}{2}(2n+3)S\hat{\gamma}_n - \frac{1}{2}\frac{d\hat{\gamma}_n}{dx} = -S^2\tau\hat{\tau}_n^x - S\tau\frac{d\hat{\tau}_n^x}{dx} + \frac{1}{2}(n+1)\times$$

$$(n+2)\tau\hat{\tau}_{n+2}^x - \frac{1}{2}(n+2)\tau\hat{\tau}_n^x - (n+1)S\tau\hat{\tau}_{n+1}^y - (n+1)\tau\frac{d\hat{\tau}_{n+1}^y}{dx}, \quad (22)$$

$$S^2\hat{\gamma}_{n-1} - S\frac{d\hat{\gamma}_{n-1}}{dx} + \frac{1}{2}n\hat{\gamma}_{n-1} - \frac{1}{2}n(n+1)\hat{q}_{n+1} = -S\tau\hat{\tau}_{n-1}^x - n\tau\hat{\tau}_n^y. \quad (23)$$

当  $\hat{q}_n$ 、 $\hat{\gamma}_n$  求得后, 经圈流为

$$S\hat{v}_n + \frac{1}{2}(n+1)\hat{q}_{n+1} - \frac{1}{2}\hat{\gamma}_{n-1} = \tau\hat{\tau}_n^y. \quad (24)$$

这组方程 Anderson 和 Rowlands<sup>[17]</sup>在研究 Somali 急流时曾用过。

注意到, 方程 (20) 和 (22) 左端的自由项在形式上是一样的, 它们的特征值满足代数方程

$$Sk_n^2 + \frac{1}{2}k_n - [S^3 + \frac{1}{2}(2n+3)S] = 0, \quad (25)$$

根为

$$k_n^+ = -\frac{1}{4S} \left[ 1 - \sqrt{1 + 16\left(n + \frac{3}{2}\right)S^2 + 16S^4} \right], \quad (26)$$

$$k_n^- = -\frac{1}{4S} \left[ 1 + \sqrt{1 + 16\left(n + \frac{3}{2}\right)S^2 + 16S^4} \right], \quad (27)$$

这实际上相当于 Matsuno 赤道波的色散关系<sup>[8]</sup>。

在以下的研究中, 不管是海洋西边界或东边界都是南北走向的, 对大洋西部问题, 西边界置放在  $x=0$  处, 而  $x>0$ , 对东边界问题, 令  $x=-\xi$ ,  $\xi>0$ , 边界置放在  $\xi=0$  处。纬圈风应力与经度无关, 并用 Weber 函数的单一模表示, 这样做是为了使解的物理概念清楚, 且不失解中所表示的最本质部分。一般形式风应力的作用是这些简单模结果的叠加, 由于方程是线性的, 因此最终结果的物理概念不会偏离主要的单一模的结果太远。事实上, Gill<sup>[9]</sup>在研究热源对大气运动的影响时, 用的也是简单解, 其结果的物理概念是清晰的, 也是可信的。

### 3 赤道纬圈风应力的作用

取

$$\hat{\tau}_x = \hat{X}_0(s)D_0(y). \quad (28)$$

对这一问题的截断模方程为

$$\frac{d\hat{q}_0}{dx} + S\hat{q}_0 = \tau\hat{X}_0, \quad (29)$$

$$S\frac{d^2\hat{q}_2}{dx^2} + \frac{1}{2}\frac{d\hat{q}_2}{dx} - S\left(S^2 + \frac{3}{2}\right)\hat{q}_2 = \frac{1}{2}\tau\hat{X}_0, \quad (30)$$

$$S\frac{d^2\hat{\gamma}_0}{dx^2} + \frac{1}{2}\frac{d\hat{\gamma}_0}{dx} - S\left(S^2 + \frac{3}{2}\right)\hat{\gamma}_0 = \tau(S^2 + 1)\hat{X}_0, \quad (31)$$

$$S \frac{d^2 \hat{\eta}_2}{dx^2} + \frac{1}{2} \frac{d \hat{\eta}_2}{dx} - S \left( S^2 + \frac{7}{2} \right) \hat{\eta}_2 = 0. \quad (32)$$

由于在边界上  $u=0$ , 方程 (21) 和 (23) 可以作为方程 (20) 和 (22) 的边界条件, 于是有

$$\hat{q}_0 = \hat{\phi}_0|_{x=0}, \quad (33)$$

$$S \frac{d \hat{q}_2}{dx} = -(S^2 + 1) \hat{\phi}_2|_{x=0} + \frac{1}{2} \hat{\phi}_0|_{x=0}, \quad (34)$$

$$S \frac{d \hat{\eta}_0}{dx} = \left( S^2 + \frac{1}{2} \right) \hat{\phi}_0|_{x=0} - \hat{\phi}_2|_{x=0} + S \tau \hat{X}_0, \quad (35)$$

$$S \frac{d \hat{\eta}_2}{dx} = \left( S^2 + \frac{3}{2} \right) \hat{\phi}_2|_{x=0}. \quad (36)$$

另外的边界条件要求

$$x, \xi \rightarrow \infty \quad \hat{q}_0, \hat{q}_2, \hat{\eta}_0, \hat{\eta}_2 \rightarrow \text{有限}. \quad (37)$$

#### 4 大洋西部的解

方程 (29) 的解为

$$\hat{q}_0 = \hat{\phi}_0|_{x=0} e^{-sx} + \frac{\tau \hat{X}_0}{S} (1 - e^{-sx}). \quad (38)$$

设方程 (30) 的解为

$$\hat{q}_2 = \hat{A}_2 e^{k_0^- x} + \hat{I}_2. \quad (39)$$

由于风应力与  $x$  无关, 因此强迫解  $I_2$  也与  $x$  无关, 将 (39) 代入 (30), 给出

$$\hat{I}_2 = -\frac{1}{2} \frac{\tau \hat{X}_0}{S \left( S^2 + \frac{3}{2} \right)}, \quad (40)$$

当时间充分大即  $S$  很小时, 有近似式

$$\hat{I}_2 = -\frac{\tau \hat{X}_0}{3S}. \quad (41)$$

将 (39) 代入条件 (34), 得到

$$S k_0^- \hat{A}_2 = -(S^2 + 1) \hat{\phi}_2|_{x=0} + \frac{1}{2} \hat{\phi}_0|_{x=0}. \quad (42)$$

由于

$$\hat{A}_2 = \hat{\phi}_2|_{x=0} - \hat{I}_2, \quad (43)$$

因此有

$$\hat{\phi}_2|_{x=0} = \frac{\hat{\phi}_0|_{x=0}}{2(Sk_0^- + S^2 + 1)} - \frac{1}{2}\tau\hat{X}_0 \frac{Sk_0^-}{S(S^2 + \frac{3}{2})(Sk_0^- + S^2 + 1)}. \quad (44)$$

注意到, 当  $S$  很小时有近似式

$$Sk_0^- \approx -\frac{1}{2}. \quad (45)$$

于是 (44) 当  $S$  很小时的近似式为

$$\hat{\phi}_2|_{x=0} = \hat{\phi}_0|_{x=0} + \frac{\tau\hat{X}_0}{3S}, \quad (46)$$

而  $\hat{A}_2$  的近似式为

$$\hat{A}_2 = \hat{\phi}_0|_{x=0} + \frac{2\tau\hat{X}_0}{3S}. \quad (47)$$

设方程 (31) 的解为

$$\hat{\gamma}_0 = \hat{A}_0 e^{k_0^- x} + \hat{f}_0, \quad (48)$$

代入方程 (31) 得到

$$\hat{f}_0 = -\frac{1+S^2}{S(S^2 + \frac{3}{2})}\tau\hat{X}_0, \quad (49)$$

近似式为

$$\hat{f}_0 = -\frac{2\tau\hat{X}_0}{3S}. \quad (50)$$

由边界条件 (35) 得到

$$Sk_0^- \hat{A}_0 = (S^2 + \frac{1}{2})\hat{\phi}_0|_{x=0} - \hat{\phi}_2|_{x=0} + S\tau\hat{X}_0, \quad (51)$$

而

$$\hat{A}_0 = \hat{\phi}_0|_{x=0} - \hat{f}_0 = \hat{\phi}_0|_{x=0} + \frac{1+S^2}{S(S^2 + \frac{3}{2})}\tau\hat{X}_0, \quad (52)$$

近似式为

$$\hat{A}_0 = \hat{\phi}_0|_{x=0} + \frac{2\tau\hat{X}_0}{3S}. \quad (53)$$

将此式代入 (51), 给出  $S$  很小时的近似式为

$$(1+S^2)\hat{\phi}_0|_{x=0} = \hat{\phi}_2|_{x=0} - \frac{\tau\hat{X}_0}{3S} - S\tau\hat{X}_0. \quad (54)$$

联合 (46) 和 (54) 给出

$$\hat{\phi}_0|_{x=0} = -\frac{\tau\hat{X}_0}{S}, \quad (55)$$

$$\hat{\phi}_2|_{x=0} = -\frac{2\tau\hat{X}_0}{3S}, \quad (56)$$

于是得到  $S$  很小时解为

$$\hat{q}_0 = (1 - 2e^{-Sx})\frac{\tau\hat{X}_0}{S}, \quad (57)$$

$$\hat{q}_2 = -\frac{1}{3S}(1 + e^{-x/2S})\tau\hat{X}_0, \quad (58)$$

$$\hat{\gamma}_0 = -\frac{1}{3S}(2 + e^{-x/2S})\tau\hat{X}_0. \quad (59)$$

在另一方面, 方程 (32) 的解, 将不受条件 (36) 的约束而直接写出为

$$\hat{\gamma}_2 = \hat{\phi}_2|_{x=0}e^{k_2^-x}. \quad (60)$$

由于当  $S$  很小时,  $k_2^- \approx -1/2S$ , 因此为

$$\hat{\gamma}_2 = -\frac{2}{3S}e^{-x/2S}\tau\hat{X}_0. \quad (61)$$

从而最后的解为

$$\hat{\phi}_0 = \frac{\tau\hat{X}_0}{2}\left(\frac{1}{3S} - \frac{2}{S}e^{-Sx} - \frac{1}{3S}e^{-x/2S}\right), \quad (62)$$

$$\hat{u}_0 = \frac{\tau\hat{X}_0}{2}\left(\frac{5}{3S} - \frac{2}{S}e^{-Sx} + \frac{1}{3S}e^{-x/2S}\right), \quad (63)$$

$$\hat{\phi}_2 = -\frac{1}{6S}(1 + 3e^{-x/2S})\tau\hat{X}_0, \quad (64)$$

$$\hat{u}_2 = -\frac{1}{6S}(1 - e^{-x/2S})\tau\hat{X}_0. \quad (65)$$

这组解中包含了三类物理过程, 一是风应力的直接作用, 二是以  $\exp(-Sx)$  表征的向东传播的 Kelvin 波的作用, 以及以  $\exp(-x/2S)$  表征的 Rossby 短波的作用, 而 Rossby 短波的群速度是向东的, 且很小, 因此能量将在边界附近积累, 而形成边界层结构。

经圈流由 (24) 式给出

$$\hat{v}_1 = \frac{1}{2S}\hat{v}_0 - \frac{1}{S}\hat{q}_2 = \frac{1}{6S^2}e^{-x/2S}\tau\hat{X}_0, \quad (66)$$

$$\hat{v}_3 = \frac{1}{2S}\hat{\gamma}_2 = -\frac{1}{3S^2}e^{-x/2S}\tau\hat{X}_0, \quad (67)$$

且有  $2\hat{v}_1 = -\hat{v}_3$ 。

设风应力在  $0 < t < t_0$  这一段时间内吹东(西)风, 而在  $t > t_0$  后转过来吹等强的西(东)风, 对这样形式的风应力可写成

$$\hat{X}_0 = \tilde{X}_0 \frac{1 - 2e^{t_0 S}}{S}, \quad (68)$$

式中开始时吹东风可取  $\tilde{X}_0 < 0$ , 开始时吹西风可取  $\tilde{X}_0 > 0$ 。

于是由 (62) 给出

$$\begin{aligned} \varphi_0 = \frac{\tau \tilde{X}_0}{2} \left\{ \left[ \frac{t}{3} - 2 \begin{cases} t-x & \text{当 } t > x \\ 0 & \text{当 } t < x \end{cases} - \frac{1}{3} \sqrt{\frac{2t}{x}} J_1(\sqrt{2xt}) \right] \right. \\ \left. - \left[ \frac{2}{3} \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ t-t_0 & \text{当 } t > t_0 \end{cases} - 4 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0+x \\ t-(t_0+x) & \text{当 } t > t_0+x \end{cases} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{2}{3} \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ \sqrt{2(t-t_0)/x} J_1[\sqrt{2x(t-t_0)}] & \text{当 } t > t_0 \end{cases} \right] \right\}, \quad (69) \end{aligned}$$

在边界上, 当  $t > t_0$  后, 上式变成

$$\varphi_0|_{x=0} = \tau \tilde{X}_0 (t - 2t_0). \quad (70)$$

由此可见, 如果在所有时间只吹一个方向的风, 则边界上由这一经圈模造成的温跃层厚度随时间线性发展, 并当东风时, 温跃层增厚, 即边界海面温度是暖的。注意到, 风向是在  $t = t_0$  时反过来的, 但这时温跃层的变化却维持原来的符号, 直到  $t > 2t_0$  后, 其变化才反过来。

上述现象对高阶模也是如此, 事实上 (64) 给出

$$\begin{aligned} \varphi_2 = -\frac{1}{6} \tau \tilde{X}_0 \left\{ \left[ t + 3 \left( \frac{2t}{x} \right)^{1/2} J_1(\sqrt{2xt}) \right] - \left[ 2 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ t-t_0 & \text{当 } t > t_0 \end{cases} \right. \right. \\ \left. \left. + 6 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ (2(t-t_0)/x)^{1/2} J_1(\sqrt{2x(t-t_0)}) & \text{当 } t > t_0 \end{cases} \right] \right\}, \quad (71) \end{aligned}$$

在边界上当  $t > t_0$  后, 有

$$\varphi_2|_{x=0} = \frac{2}{3} \tau \tilde{X}_0 [t - 2t_0]. \quad (72)$$

可见除强度不同外, 其形式同 (70)。

图 1 给出不同时间  $\varphi$  沿赤道的分布 (其中  $\varphi|_{y=0} = \varphi_0 - \varphi_2$ )。由图可见, 由于开始吹东风, 所以在西边界附近温跃层是正确的, 即变深。到  $t = 12$  时, 这时已改吹西风, 但温跃层仍继续变深, 直至  $t = 20$ 。到  $t > 20$  (即大于  $2t_0$ ,  $t_0$  取 10), 在西边界附近, 温跃层才开始变浅, 并逐渐向东发展, 且东传速度很快。这表明在西边界附近, 由于各种物理过程的平衡, 使温跃层的变化具有大的“惯性”或“滞后性”, 这种惯性或滞后性又依赖于前期风应力作用的时间长短, 作用时间愈长则惯性或滞后性愈长。同时注意到, 当  $2t_0$  时间后, 正的温跃层即暖水已向东延伸到很大的范围, 到  $t = 24$  (约相当于 24 个星期) 时, 除西边界附近外, 整个大洋已为暖水覆盖。

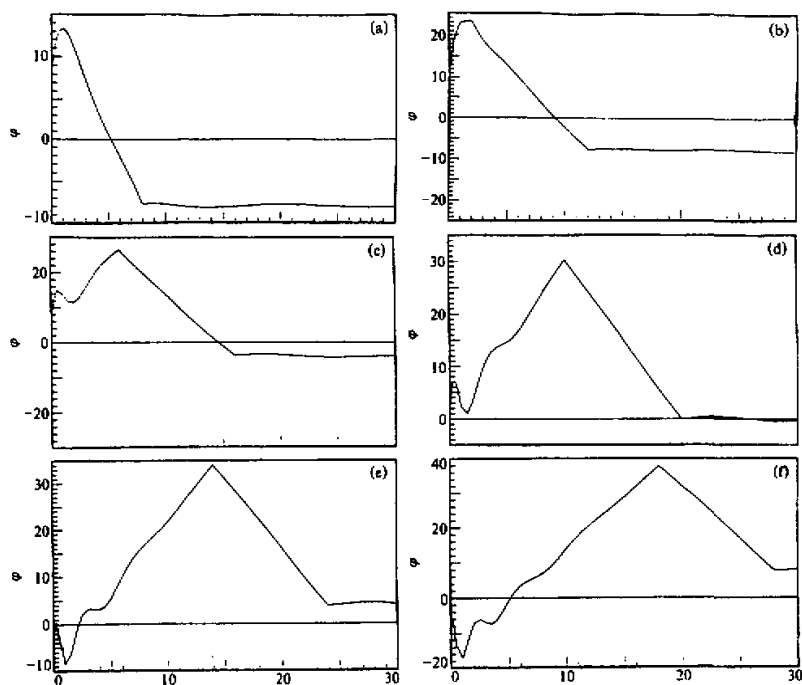


图 1  $y=0$  处西太平洋边界附近温跃层在  $t$  时随  $x$  变化的分布图  
 (a)  $t=8$ ; (b)  $t=12$ ; (c)  $t=16$ ; (d)  $t=20$ ; (e)  $t=24$ ; (f)  $t=28$   
 (其中  $\varphi$  是用  $\varphi / (\frac{1}{3} \tau \tilde{X}_0)$  画出, 且  $\tilde{X}_0 < 0$ , 即开始吹的是东风)

对纬圈流的解为

$$u_0 = \frac{1}{2} \tau \tilde{X}_0 \left\{ \left[ \frac{5}{3} t - 2 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < x \\ t - x & \text{当 } t > x \end{cases} + \frac{1}{3} \left( \frac{2t}{x} \right)^{1/2} J_1(\sqrt{2xt}) \right] \right. \\
\left. - \left[ \frac{10}{S} \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ t - t_0 & \text{当 } t > t_0 \end{cases} - 4 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 + x \\ t - (t_0 + x) & \text{当 } t > t_0 + x \end{cases} \right. \right. \\
\left. \left. + \frac{2}{3} \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ \left( \frac{2(t-t_0)}{x} \right)^{1/2} J_1(\sqrt{2x(t-t_0)}) & \text{当 } t > t_0 \end{cases} \right] \right\}, \quad (73)$$

$$u_2 = -\frac{1}{6} \tau \tilde{X}_0 \left\{ \left[ t - \left( \frac{2t}{x} \right)^{1/2} J_1(\sqrt{2xt}) \right] - \left[ 2 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 + x \\ t - t_0 + x & \text{当 } t > t_0 + x \end{cases} \right. \right. \\
\left. \left. - 2 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ \left( \frac{2(t-t_0)}{x} \right)^{1/2} J_1(\sqrt{2x(t-t_0)}) & \text{当 } t > t_0 \end{cases} \right] \right\}. \quad (74)$$

容易看出, 其变化和温跃层一样有惯性或滞后性。

对于经圈流, 由 (66) 和 (67) 式给出, 在边界上为

$$2v_1 = -v_3 = \frac{1}{3}\tau\tilde{X}_0 \left[ \frac{1}{2}t^2 - \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ (t-t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \end{cases} \right]. \quad (75)$$

当  $t > t_0$  后, 上式可改写成

$$2v_1 = -v_3 = \frac{1}{6}\tau\tilde{X}_0 (t - \sqrt{2}(t-t_0))(t + \sqrt{2}(t+t_0)). \quad (76)$$

可见, 当

$$t > \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{2}-1}t_0 \approx 3.4t_0 \quad (77)$$

后, 流的方向才因风向的改变反过来, 表明经圈流的持续性更强。在边界外, 有

$$2v_1 = -v_3 = \frac{1}{3}\tau\tilde{X}_0 \left[ \left( \frac{2t}{x} \right) J_2(\sqrt{2xt}) \right] \begin{cases} 0 & \text{当 } t > t_0 \\ \left( \frac{2(t-t_0)}{x} \right) J_2(\sqrt{2x(t-t_0)}) & \text{当 } t < t_0 \end{cases}. \quad (78)$$

## 5 大洋东部的解

方程 (38) 可改写成

$$\hat{q}_0 = (\hat{\phi}_0|_{\xi=0} - \tau\hat{X}_0/S)e^{S\xi} + \tau\hat{X}_0/S. \quad (79)$$

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

$$\hat{\phi}_0|_{\xi=0} = \tau\hat{X}_0/S, \quad (80)$$

由此

$$\hat{q}_0 = \tau\hat{X}_0/S. \quad (81)$$

解 (39) 现在为

$$\hat{q}_2 = \hat{A}_2 e^{-k_0^+ \xi} + \hat{f}_2, \quad (82)$$

其中  $\hat{f}_2$  的近似值为

$$\hat{f}_2 = -\frac{\tau\hat{X}_0}{3S}. \quad (83)$$

方程 (44) 为

$$\hat{\phi}_2|_{\xi=0} = \frac{\hat{\phi}_0|_{\xi=0}}{2(Sk_0^+ + S^2 + 1)} - \frac{1}{2}\tau\hat{X}_0 \frac{Sk_0^+}{S(S^2 + \frac{3}{2})(Sk_0^+ + S^2 + 1)}, \quad (84)$$

当  $S$  很小时, 有

$$k_0^+ \approx 3S, \quad (85)$$

故有

$$\hat{\varphi}_2|_{\xi=0} = \frac{\tau \hat{X}_0}{2S}. \quad (86)$$

而

$$\hat{A}_2 = \hat{\varphi}_2|_{\xi=0} - \hat{f}_2 = \frac{5}{6S} \tau \hat{X}_0. \quad (87)$$

于是得到

$$\hat{q}_2 = \left[ \frac{5}{6S} e^{-3S\xi} - \frac{1}{3S} \right] \tau \hat{X}_0. \quad (88)$$

另外, 在东边界附近有

$$\hat{\gamma}_0 = \hat{A}_0 e^{-3S\xi} + \hat{f}_0, \quad (89)$$

当  $S$  很小时, 有

$$\hat{f}_0 = -\frac{2\tau \hat{X}_0}{3S}, \quad (90)$$

而

$$\hat{A}_0 = \hat{\varphi}_0|_{\xi=0} - \hat{f}_0 = \frac{5}{3S} \tau \hat{X}_0. \quad (91)$$

于是解为

$$\hat{\gamma}_0 = \left( \frac{5}{3S} e^{-3S\xi} - \frac{2}{3S} \right) \tau \hat{X}_0. \quad (92)$$

对  $\hat{\gamma}_2$  可直接写为

$$\hat{\gamma}_2 = \frac{1}{2S} e^{-3S\xi} \tau \hat{X}_0. \quad (93)$$

对于形如 (68) 的风应力, 有

$$\varphi_0|_{\xi=0} = \tau \tilde{X}_0 \begin{cases} t \\ -(t-2t_0) \end{cases} \begin{matrix} \text{当 } 0 < t < t_0 \\ \text{当 } t > t_0 \end{matrix}, \quad (94)$$

$$\varphi_2|_{\xi=0} = \frac{1}{2} \tau \tilde{X}_0 \begin{cases} t \\ -(t-2t_0) \end{cases} \begin{matrix} \text{当 } 0 < t < t_0 \\ \text{当 } t > t_0 \end{matrix}, \quad (95)$$

可见, 东边界上温跃层的变化规律同西边界, 即当  $t < t_0$  时温跃层是随时间线性发展的, 而当风应力在  $t = t_0$  时改变方向后, 温跃层的变化要到  $t > 2t_0$  才反过来。

对  $\hat{q}_0$  其反变换同 (94), 即为

$$q_0 = \tau \tilde{X}_0 \left[ t - 2 \begin{cases} 0 \\ t - t_0 \end{cases} \begin{matrix} \text{当 } t < t_0 \\ \text{当 } t > t_0 \end{matrix} \right], \quad (96)$$

而对  $\hat{q}_2$  有

$$q_2 = \tau \tilde{X}_0 \left\{ \left[ \frac{5}{6} \begin{cases} 0 \\ t - 3\xi \end{cases} \begin{matrix} \text{当 } t < 3\xi \\ \text{当 } t > 3\xi \end{matrix} - \frac{t}{3} \right] - 2 \left[ \frac{5}{6} \begin{cases} 0 \\ t - (t_0 + 3\xi) \end{cases} \begin{matrix} \text{当 } t < t_0 + 3\xi \\ \text{当 } t > t_0 + 3\xi \end{matrix} \right] \right\}$$

$$-\frac{1}{3}\left\{\begin{array}{ll} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ t-t_0 & \text{当 } t > t_0 \end{array}\right\}. \quad (97)$$

对  $\hat{v}_0$  和  $\hat{v}_2$  分别有

$$\begin{aligned} \gamma_0 = \frac{\tau \tilde{X}_0}{3} & \left\{ \left[ 5 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < 3\xi \\ t-3\xi & \text{当 } t > 3\xi \end{cases} - 2t \right] - 2 \left[ 5 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 + 3\xi \\ t-(t_0+3\xi) & \text{当 } t > t_0 + 3\xi \end{cases} \right. \right. \\ & \left. \left. - 2 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ t-t_0 & \text{当 } t > t_0 \end{cases} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (98)$$

$$\gamma_2 = \frac{\tau \tilde{X}_0}{2} \left[ \begin{cases} 0 & \text{当 } t < 3\xi \\ t-3\xi & \text{当 } t > 3\xi \end{cases} - 2 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 + 3\xi \\ t-(t_0+3\xi) & \text{当 } t > t_0 + 3\xi \end{cases} \right]. \quad (99)$$

以上结果表明, 在大洋东部物理场的变化, 除受风应力的直接作用外, 尚有从  $t < t_0$  以前和  $t > t_0$  以后激发出来的 Rossby 长波的作用, 这些长波向西传播的速度为  $1/3$ 。

由

$$\begin{bmatrix} \varphi_0 \\ u_0 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} q_0 + \gamma_0 \\ q_0 - \gamma_0 \end{bmatrix}, \quad (100)$$

$$\begin{bmatrix} \varphi_2 \\ u_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} q_2 + \gamma_2 \\ q_2 - \gamma_2 \end{bmatrix}, \quad (101)$$

可直接写出  $\varphi_0$ 、 $\varphi_2$ 、 $u_0$ 、 $u_2$  的表达式, 在此略。

在不同时间温跃层沿赤道的分布见图 2。从图 2 可以看出, 虽然在  $t = t_0$  风向反过来, 但这时温跃层的变化却维持原来的符号。当  $t > t_0$  ( $t_0$  取 10) 时的 Rossby 长波传到大洋某一点时, 需要再经过至少一个  $t_0$  的时间后, 直到在  $t > 2t_0$ , 其变化才反过来, 同时可看出其向西传播比西太平洋向东传播慢。与图 1 相比, 温跃层的振幅要比大洋西部弱。

关于经圈流, 由 (19) 式给出:

$$\hat{v}_1 = -\frac{1}{S} \hat{q}_2 + \frac{1}{2S} \hat{v}_0 = 0, \quad (102)$$

$$\hat{v}_3 = \frac{1}{2S} \hat{v}_2 = \frac{1}{4S^2} e^{-3\xi S} \tau \tilde{X}_0. \quad (103)$$

$\hat{v}_3$  的反变换为

$$v_3 = \frac{\tau \tilde{X}_0}{4} \left[ \begin{cases} 0 & \text{当 } t < 3\xi \\ (1/2)(t-3\xi)^2 & \text{当 } t > 3\xi \end{cases} - \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 + 3\xi \\ [t-(t_0+3\xi)]^2 & \text{当 } t > t_0 + 3\xi \end{cases} \right], \quad (104)$$

这是由于不同风向的阶段所激发出来的 Rossby 长波所造成的, 在边界上则为

$$v_3|_{\xi=0} = \frac{\tau \tilde{X}_0}{4} \left[ \frac{1}{2} t^2 - \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ (t-t_0)^2 & \text{当 } t > t_0 \end{cases} \right]. \quad (105)$$

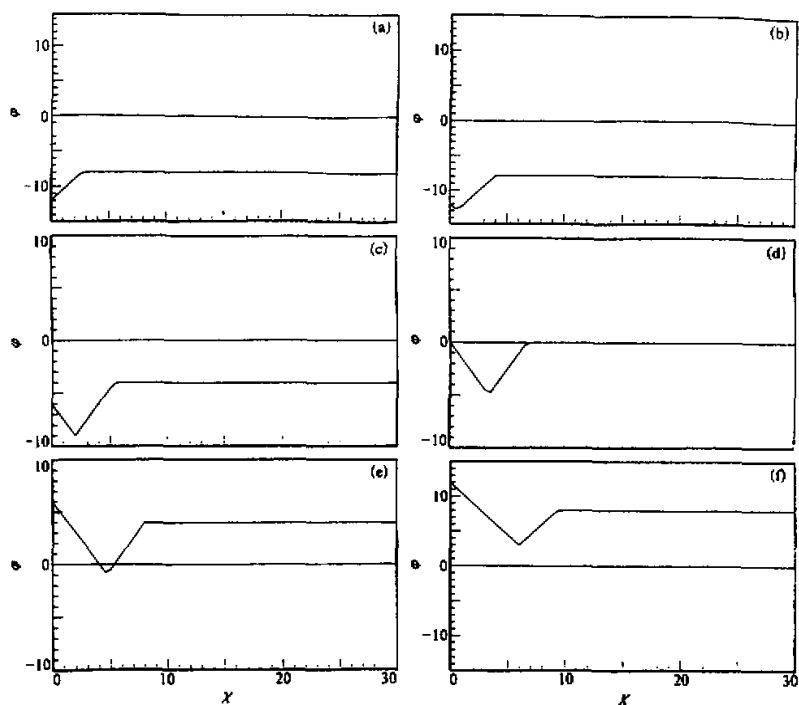


图 2  $y=0$  处东太平洋边界附近温跃层在  $t$  时随  $x$  变化的分布图  
图注同图 1

## 6 大洋中部的解

以西海岸为边界的解, 当  $x \rightarrow \infty$  时 (或以东海岸为边界的解, 当  $\xi \rightarrow \infty$  时), 即为大洋中部的解, 为

$$\hat{q}_0 = \frac{\tau \hat{X}_0}{S}, \quad (106)$$

$$\hat{q}_2 = -\frac{1}{2} \tau \hat{X}_0 \frac{1}{S(S^2 + \frac{3}{2})} = -\frac{1}{3S} \tau \hat{X}_0, \quad (107)$$

$$\hat{p}_0 = -\tau \hat{X}_0 \frac{1+S^2}{S(S^2 + \frac{3}{2})} = -\frac{2}{3S} \tau \hat{X}_0, \quad (108)$$

$$\hat{p}_2 = 0. \quad (109)$$

对于小的  $S$ , 有

$$\hat{u}_0 = \frac{5}{6S} \tau \hat{X}_0, \quad (110)$$

$$\hat{\phi}_2 = \hat{u}_2 = -\hat{\phi}_0 = -\frac{1}{6S} \tau \hat{X}_0. \quad (111)$$

只分析在赤道 ( $y=0$ ) 温跃层的变化, 总解为

$$\phi|_{y=0} = \frac{\tau \hat{X}_0}{3} \left[ t - 2 \begin{cases} 0 & \text{当 } t < t_0 \\ t - t_0 & \text{当 } t > t_0 \end{cases} \right]. \quad (112)$$

当  $t < t_0$  时, 有

$$\phi|_{y=0} = \frac{\tau \hat{X}_0}{3} t, \quad (113)$$

当  $t > t_0$  时, 有

$$\phi|_{y=0} = -\frac{\tau \hat{X}_0}{3} (t - 2t_0). \quad (114)$$

由于  $t < t_0$  时, 吹的是东风 ( $\hat{X}_0 < 0$ ), 因此这一阶段大洋中部的赤道 (事实上包括赤道以外), 温跃层是变浅的, 并随时间呈线性发展。当  $t_0 < t < 2t_0$  时, 虽然已经改吹西风, 但温跃层仍是变浅的, 只有当  $t > 2t_0$  时, 才加厚 (图略)。

## 7 结论

本文的分析指出, 在西边界由于有 Rossby 短波的作用, 能量在边界层附近的积累将出现动力边界层的结构, 虽然用的是截断模解, 风应力的形式也是特定的, 但这与 Anderson 和 Gill<sup>[10]</sup>的数值计算以及 Anderson 和 Rowlands<sup>[7]</sup>的解析结果是一致的。表明低阶的截断模反映了问题的主要特征。定常风作用下, 边界上温跃层的发展与时间呈线性关系, 经圈流的发展与时间成平方关系, 也和 Anderson 和 Rowlands 的结果相似。本文主要的结果指出当风应力从一个方向转变到另一个方向时, 作为响应场, 它的变化具有相当长的持续性或滞后性, 因此不能期望大气的强迫条件一改变, 海洋就会立即响应, 而是需要等待。文中对等待时间给出了估计。同时指出场的信号向东传播要比向西传播快, 且由于大洋西部物理场的振幅也要大于东部, 从这个意义上表明强的 El Niño 事件更易出现在西部, 就像 1982/1983 年的 El Niño 事件那样。这是本文最主要的观点, 当然也是一个值得进一步研究的观点。

## 参 考 文 献

- 1 Rasmuson, E. M and T. H. Carpenter, 1982, Variations in tropical sea surface temperature and surface wind fields associated with the Southern Oscillation / El Niño, *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 354~384.
- 2 Wyrtki, K., 1975, El Niño the dynamic response of the Pacific Ocean to atmosphere forcing, *J. Phy. Oceanogr.*, **5**, 570~584.
- 3 Bjerknes, J., 1969, Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 163~172.

- 4 Philander, J. G., 1990, *El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation*, Academic Press, 289pp.
- 5 巢纪平, 1993, 厄尔尼诺和南方涛动动力学, 北京: 气象出版社, 309pp.
- 6 Gill, A. E. and Clark, 1974, Wind-induced upwelling, Coastal currents and sea-level changes, *Deep-Sea Res.*, **21**, 325~345.
- 7 Aderson, D. L. T. and P. B. Rowlands, 1976, The Somali Current response to the southern monsoon, *J. Mar. Res.*, **34**, 395~417.
- 8 Matsuno, T., 1966, Quasi-geostrophic motions in equatorial areas, *J. Meteor. Soc. Japan*, **2**, 25~43.
- 9 Gill, A. G., 1980, Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Q. J. Meteor. Soc.*, **106**, 447~462.
- 10 Aderson, D. L. T. and A. E. Gill, 1975, Spin up of a stratified ocean with applications to upwelling, *Deep-Sea Res.*, **22**, 583~596.

## Responding Characteristics of Different Regions over the Tropical Oceans to Relaxation of the Trade Winds — A Consideration to El Niño Studies

Chao Jiping and Zhang Li

(National Marine Environmental Forecasting Center, Beijing 100081)

**Abstract** Due to the difference of physical processes near the west and the east boundary of the Pacific ocean, the responding characteristic is different if the uniform zonal wind stress effects on the typical ocean. When the wind prevails in one direction, e.g. the east wind, the thermocline of the east boundary will change shallower (cold water), while that of the west boundary will change deeper (warm water). If the east wind persists a period of  $t_0$  time then changes to the west wind, the physical parameter on the both east and west boundary will not change direction before  $2t_0$ . This indicates that the physical field has a long "inertia" or a long "memory". But the propagation speed of the signal from west to east with the larger amplitude is faster than that from east to west. So in this sense, the El Niño event that produces in the west part of the ocean can rapidly affect to the central part of the ocean, i.e. the west Pacific ocean is easy to be the source of an El Niño event, especially the stronger El Niño event.

**Key words** trade winds Kelvin wave Rossby wave