

对热带不稳定海气相互作用模式的改进*

张人禾 巢纪平

(中国科学院大气物理研究所, 北京, 100080) (国家海洋环境研究预报中心, 北京, 100081)

提 要

对以前提出的热带海气相互作用模式^[1]风应力的参数化作了改进。和以前一样, 在这个耦合模式中, 滤去了大气和海洋中的重力惯性波, 只保留了向西传播的 Rossby 波。但经过海气相互作用后, 理论分析指出, 在耦合模式中存在着快的和慢的两类波动。快波频率的实部、即其相速度是向西传的, 并接近于未经海气相互作用时大气中 Rossby 波的频率; 而慢波的性质和以前的结果类似, 短波部分是向西传的, 长波部分向东传, 东传波的临界波数随海气相互作用增强向短波部分位移。与以前结果不同的是, 除一个慢波不稳定增长外, 另一个快波在长波部分也是不稳定增长的。海气相互作用越强, 不稳定增长率和不确定波所出现的波段范围越大。另外, 本文的研究结果还指出, 高频和低频不确定波产生的物理条件是不一样的。

关键词: 热带, 海气相互作用, 模式。

1 引 言

Philander 等^[2]利用数值方法对热带海气耦合浅水模式进行了计算, 结果表明, 由于海气相互作用, 不稳定扰动可以向东传播。Yamagata^[3]和 Hirst^[4]从理论上也证明了海气之间存在着正反馈过程。对于热带海气耦合系统中向东传的扰动, 他们认为这是由于东传的赤道 Kelvin 波所引起。巢纪平和张人禾^[1]运用一个简单的热带海气耦合模式, 在大气和海洋中都滤去 Kelvin 波的情况下, 得出的热带海气相互作用波中同样存在着向东传的不稳定波, 并讨论了热带海气相互作用波在 ENSO 事件中所起的作用, 从理论上说明了 ENSO 事件的传播过程是一类海气相互作用的波动过程。

在巢纪平和张人禾^[1]的研究中, 用到了近似式

$$f \left(\frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{\partial u_a}{\partial y} \right) \approx g \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) h_a \quad (1)$$

其中 f 为地转参数, u_a 和 v_a 分别为大气中 x 和 y 方向的速度分量, h_a 为大气中某一特征层的扰动高度, g 为重力加速度。由于运用了(1)式, 得到了便于物理分析的较简单解析解, 这时关于赤道对称和反对称的海气相互作用波被分开, 比较清楚地看到了热带海气相互作用波的性质。但式(1)这样的假定相当于引进了地转近似, 而在热带地区非地转分量具有较大的作用。因此, 本文将不用式(1)这样的近似式, 来讨论热带海气相互作用波的性质。

* 1992 年 10 月 15 日收到初稿, 1993 年 4 月 9 日收到最后修改稿。

2 模 式

根据文献[1], 可得到滤去重力惯性波的海气耦合方程组为

$$f u_a = -g \frac{\partial h_a}{\partial y} - \frac{g}{f} \frac{\partial^2 h_a}{\partial x \partial t} - \frac{\beta g}{f} h_a \quad (2)$$

$$f v_a = -g \frac{\partial h_a}{\partial x} - \frac{g}{f} \frac{\partial^2 h_a}{\partial y \partial t} \quad (3)$$

$$\frac{\partial h_a}{\partial t} + H_a \left(\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} \right) = -Q \quad (4)$$

$$f u_s = -g \frac{\partial h_s}{\partial y} - \frac{g}{f} \frac{\partial^2 h_s}{\partial x \partial t} - \frac{\beta g}{f} h_s + \frac{\tau_x^?}{D} \quad (5)$$

$$f v_s = g \frac{\partial h_s}{\partial x} - \frac{g}{f} \frac{\partial^2 h_s}{\partial y \partial t} - \frac{\tau_y^?}{D} \quad (6)$$

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} + \Delta \bar{T}_s D \alpha \left(\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial v_s}{\partial y} \right) = 0 \quad (7)$$

$$Q = A h_s \quad (8)$$

$$(\tau_x^?, \tau_y^?) = \gamma(u_a, v_a) \quad (9)$$

其中 H_a 为大气的等价厚度或相当于某一垂直模态的本征值, 取 $H_a = 400 \text{m}^{[5]}$. u_s 和 v_s 分别为海洋中沿 x 和 y 方向的速度分量, h_s 为海洋自由面的扰动高度, $\Delta \bar{T}_s$ 为海洋表面温度与温跃层顶温度的差, α 为海水热膨胀系数, D 为混合层深度, $\tau_x^?$ 和 $\tau_y^?$ 分别为大气作用于海洋风应力的 x 和 y 分量, Q 为热源. A 和 γ 为常数, 其量级为^[2] $A = 10^{-2} \text{s}^{-1}$, $\gamma = 5 \times 10^{-5} \text{ms}^{-1}$. 这里参数的取值均同文献[1].

根据式(2)–(9), 可得

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{f^2}{C_a^2} \right) \frac{\partial h_a}{\partial t} + \beta \frac{\partial h_a}{\partial x} = \frac{f^2}{C_a^2} A h_s \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{f^2}{C_s^2} \right) \frac{\partial h_s}{\partial t} + \beta \frac{\partial h_s}{\partial x} = \frac{\gamma f}{D g} \left(\frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{\partial u_a}{\partial y} \right) \quad (11)$$

其中 $C_a = (g H_a)^{1/2}$, $C_s = (g \Delta \bar{T}_s D \alpha)^{1/2}$, 分别为大气和海洋中的重力波速. 由式(2)和(3)可得

$$f \left(\frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{\partial u_a}{\partial y} \right) = g \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) h_a + \frac{\beta g}{f_0} \frac{\partial h_a}{\partial y} \quad (12)$$

其中 f_0 取成常数, 在此为纬度 3° 处的值. 式(12)这种分应力参数化方案与式(1)不同, 即没有引进地转近似, 而在一定程度上考虑了非地转分量的作用.

将式(12)代入式(11), 引进赤道 β 平面近似和与文献[1]相同的无量纲变量, 可得如下无量纲海气耦合方程组

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \frac{y^2}{4} \right) \frac{\partial h_a}{\partial t} + \frac{1}{2 \epsilon^{1/2}} \frac{\partial h_a}{\partial x} = \frac{\epsilon A T}{4} y^2 h_s \quad (13)$$

$$\left[\epsilon \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) - \frac{y^2}{4 \epsilon} \right] \frac{\partial h_s}{\partial t} + \frac{\epsilon^{1/2}}{2} \frac{\partial h_s}{\partial x} = \frac{\gamma T}{D} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) h_a + \frac{\gamma}{2 f_0 D \epsilon^{1/2}} \frac{\partial h_a}{\partial y} \quad (14)$$

其中 $\epsilon = C_s / C_a$, $T = (2 \beta C_s)^{-1/2}$. 方程(13)和(14)即为本文所要研究的基本方程.

3 方程求解

对于方程组(13)和(14),取解的形式为

$$(h_a, h_i) = [h_a^{(0)}(y), h_i^{(0)}(y)] \cdot \exp[i(kx - \sigma t)] \tag{15}$$

令

$$h_a^{(0)}(y) = \sum_{n=0}^{\infty} h_{an}^{(0)} D_n(y) \tag{16}$$

$$h_i^{(0)}(y) = \sum_{n=0}^{\infty} h_{in}^{(0)} D_n(y/\sqrt{\epsilon}) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} h_{im}^{(0)} a_{mn} D_m(y) \tag{17}$$

式中 $D_n(y)$ 为 n 阶抛物线柱函数,而 a_{mn} 为把 $D_n(y/\sqrt{\epsilon})$ 用变量为 y 的抛物线柱函数 $D_m(y)$ 展开时的系数,其表达式为

$$a_{mn} = \frac{1}{m! \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} D_n(y/\sqrt{\epsilon}) D_m(y) dy \tag{18}$$

将式(15)---(17)代入方程组(13)和(14),并将序列在 $n=2$ 处截断,注意到 $D_n(y)$ 的正交性质,我们得到如下的方程组:

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{1}{2} + k^2 \right) \sigma + \frac{k}{2\epsilon^{1/2}} \right] h_{a0}^{(0)} + i \frac{\epsilon^2 AT}{4} (a_{02} + a_{00}) h_{i0}^{(0)} \\ & + i \frac{\epsilon^2 AT}{4} (a_{04} + 5a_{02} + 2a_{00}) h_{i2}^{(0)} = 0 \end{aligned} \tag{19}$$

$$\left[\left(\frac{3}{2} + k^2 \right) \sigma + \frac{k}{2\epsilon^{1/2}} \right] h_{a1}^{(0)} + i \frac{\epsilon^2 AT}{4} (a_{13} + a_{11}) h_{i1}^{(0)} = 0 \tag{20}$$

$$\begin{aligned} & \left[\left(\frac{5}{2} + k^2 \right) \sigma + \frac{k}{2\epsilon^{1/2}} \right] h_{a2}^{(0)} + i \frac{\epsilon^2 AT}{4} (a_{22} + a_{20}) h_{i0}^{(0)} \\ & + i \frac{\epsilon^2 AT}{4} (a_{24} + 5a_{22} + 2a_{20}) h_{i2}^{(0)} = 0 \end{aligned} \tag{21}$$

$$\begin{aligned} & -i \frac{\gamma T}{D} \left(\frac{1}{4} + k^2 \right) h_{a0}^{(0)} + i \frac{\gamma}{4f_0 D \epsilon^{1/2}} h_{a1}^{(0)} + i \frac{\gamma T}{2D} h_{a2}^{(0)} \\ & + \left[\left(\frac{1}{2} + \epsilon k^2 \right) \sigma + \frac{\epsilon^{1/2} k}{2} \right] a_{00} h_{i0}^{(0)} + \left[\left(\frac{5}{2} + \epsilon k^2 \right) \sigma + \frac{\epsilon^{1/2} k}{2} \right] a_{02} h_{i2}^{(0)} = 0 \end{aligned} \tag{22}$$

$$\begin{aligned} & -i \frac{\gamma}{4f_0 D \epsilon^{1/2}} h_{a0}^{(0)} - i \frac{\gamma T}{D} \left(\frac{3}{4} + k^2 \right) h_{a1}^{(0)} + i \frac{\gamma}{2f_0 D \epsilon^{1/2}} h_{a2}^{(0)} \\ & + \left[\left(\frac{3}{2} + \epsilon k^2 \right) \sigma + \frac{\epsilon^{1/2} k}{2} \right] a_{11} h_{i1}^{(0)} = 0 \end{aligned} \tag{23}$$

$$\begin{aligned} & i \frac{\gamma T}{4D} h_{a0}^{(0)} - i \frac{\gamma}{4f_0 D \epsilon^{1/2}} h_{a1}^{(0)} - i \frac{\gamma T}{D} \left(\frac{5}{4} + k^2 \right) h_{a2}^{(0)} \\ & + \left[\left(\frac{1}{2} + \epsilon k^2 \right) \sigma + \frac{\epsilon^{1/2} k}{2} \right] a_{20} h_{i0}^{(0)} + \left[\left(\frac{5}{2} + \epsilon k^2 \right) \sigma + \frac{\epsilon^{1/2} k}{2} \right] a_{22} h_{i2}^{(0)} = 0 \end{aligned} \tag{24}$$

由此可看出,与文献[1]的结果不同,这时下标 n 的偶次项与奇次项并不相互独立.下一节将对特征频率 σ 进行分析.

4 特征频率分析

若不考虑海气相互作用,即在方程组(19)一(24)中取 $A = 0$ 和 $\gamma = 0$,则可得如下6个特征频率

$$\sigma_m = -\frac{1}{2\epsilon^{1/2}} \frac{k}{k^2 + n + \frac{1}{2}} \quad (n = 0, 1, 2) \quad (25)$$

$$\sigma_m = -\frac{\epsilon^{1/2}}{2} \frac{k}{\epsilon k^2 + n + \frac{1}{2}} \quad (n = 0, 1, 2) \quad (26)$$

可看出,式(25)和(26)分别为大气和海洋中向西传的赤道 Rossby 波。由此可知,这里所给出的热带海气耦合模式式(19)一(24),相当于分别在大气和海洋中取了3个长径向波长的赤道 Rossby 波的耦合模式。

由式(19)一(24),可求得6个特征频率。图1给出了这6个特征频率实部的分布,图中同时还给出了分别取 $n=0, 1$ 和 2 时大气和海洋中赤道 Rossby 波的特征频率分布。由图1可看出,对于快波 σ_{4r}, σ_{5r} 和 σ_{6r} 很接近大气中的赤道 Rossby 波,但这时海气作为一个耦合系统,其扰动同时向西传;对于慢波 σ_{1r}, σ_{2r} 和 σ_{3r} 较接近海洋中的赤道 Rossby 波,显然它们是以海洋中赤道 Rossby 波为主导的海气相互作用波。但不同的是,当考虑了海气相互作用后,在波长较长的波段范围内,这三个慢波变成了向东传的波,而当波长较短时,波动转向,又成为向西传的波。

值得指出的是,对于慢波 σ_{1r} 和 σ_{2r} 以及对于快波 σ_{5r} 和 σ_{6r} ,它们具有不稳定性。图2给

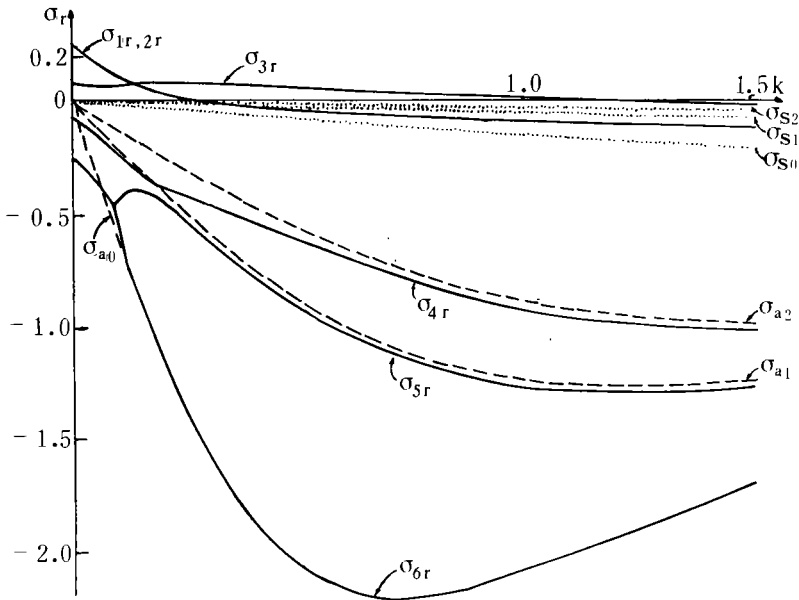


图1 式(19)一(24)所给出的特征频率实部(实线)以及分别取 $n=0, 1$ 和 2 时大气(虚线)和海洋(断线)中赤道 Rossby 波的特征频率 (下标 r 表示实部, s 代表海洋, a 代表大气)

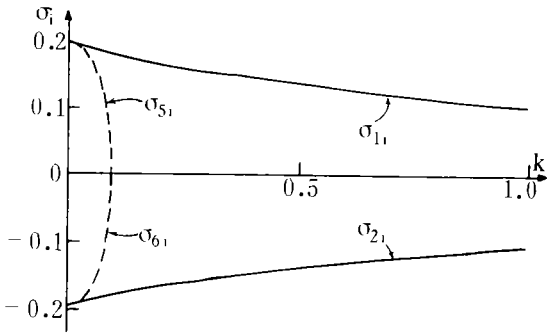


图2 慢波 σ_1 和 σ_2 、快波 σ_5 和 σ_6 的虚部随波数 k 的变化 (下标 i 表示虚部)

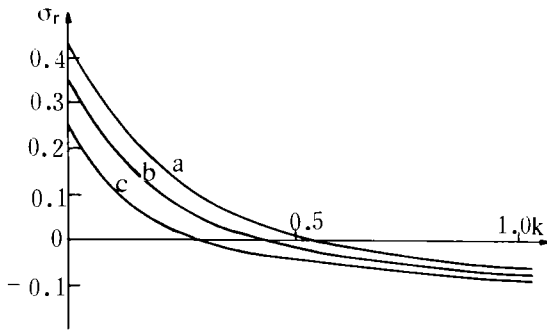


图3 海气耦合系数 A_T 对低频不稳定慢波 σ_1 实部的影响 (a. $A_T = 1.5 \times 10^{-6} \text{ms}^{-2}$; b. $A_T = 1.0 \times 10^{-6} \text{ms}^{-2}$; c. $A_T = 0.5 \times 10^{-6} \text{ms}^{-2}$)

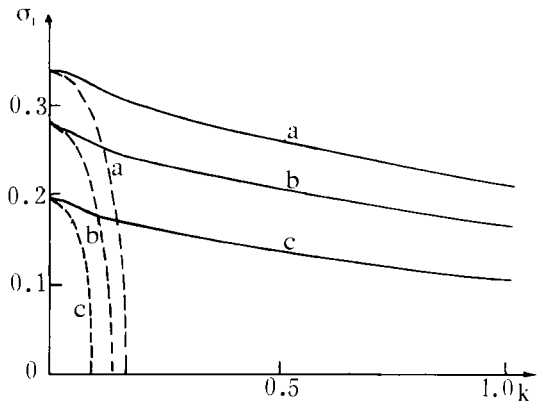


图4 海气耦合系数 A_T 对不稳定低频慢波 σ_1 的虚部 (实线)、不稳定高频快波 σ_5 的虚部 (虚线) 的影响 (a. $A_T = 1.5 \times 10^{-6} \text{ms}^{-2}$; b. $A_T = 1.0 \times 10^{-6} \text{ms}^{-2}$; c. $A_T = 0.5 \times 10^{-6} \text{ms}^{-2}$)

出了这些特征频率虚部的分布。由图2可看出, σ_1 和 σ_5 所对应的波随时间不稳定增长, 而 σ_2 和 σ_6 所对应的波随时间不稳定衰减。对于不稳定增长的快波 σ_5 , 不稳定增长率随波数 k 的增加迅速衰减, 当波数 k 增大到约为 0.09 时, 波动变成了中性波; 对于不稳定增长的慢波 σ_1 , 不稳定增长率随波数 k 的增大也逐渐变小。由此可看出, 长波是优先不稳定的。另外, 对于不稳定增长的慢波 σ_1 , 由图1可知, 当波数 $k < 0.29$ 时, 为向东传的波, 而当 $k > 0.29$ 时, 波动转向, 变成了向西传的波。由此可知, 这时 σ_1 所对应的向西或向东传的热带海气相互作用波, 都具有不稳定性, 即稳定的大气和海洋中的赤道 Rossby 波, 经过海气相互作用后, 可产生向西和向东传的不稳定耦合波。

由以上的讨论可看到, 当风应力参数化方案取式(12)这样的近似后, 得到了与文献[1]不同的结果, 即除了一个低频慢波不稳定增长外, 高频的热带海气相互作用波在波长较长的波段范围内也具有不稳定性。

图3给出了海气耦合系数 A_T 对慢波 σ_1 实部的影响。可看出当海气相互作用增强时, 向东传的不稳定波所出现的波段范围变大。图4给出了海气耦合系数变化时, 不稳定增长波 σ_1 和 σ_5 虚部随波数 k 的变化。可看出当海气相互作用增强时, 慢波 σ_1 和快波 σ_5 的不稳定增长率都变大, 并且高频不稳定快波所出现的波段范围也变大。

5 特征函数分析及不稳定的必要条件

5.1 特征函数分析

图5给出了取 $k=1.3$ 时, 不稳定慢波 σ_1 和 σ_2 的特征函数分布。可看出, 对于不稳定增长的慢波 σ_1 (图5a), 大气和海洋中的高度场几乎同位相, 大气风场和海洋流场之间具有适度的正相关性; 而对于不稳定衰减的慢波 σ_2 (图5b), 大气高度场和海洋高度场之间的位相关系与前者正好相反, 两者是反位相的, 大气风场和海洋流场之间则具有适度的反相关关系。

图6给出了当取 $k=0.04$ 时, 对应于高频不稳定波 σ_5 和 σ_6 的特征函数图。可看出对于高频的不稳定增长波 σ_5 (图6a), 大气高度场和海洋高度场之间的相关关系与低频的不稳定增长波正好相反, 具有明显的反相关性, 而大气风场和海洋流场之间不存在明显的相关关系; 对于不稳定的高频衰减波 σ_6 (图6b), 大气与海洋高度场之间的相关关系也与低频的不稳定衰减波正好相反, 具有明显的正相关关系, 而大气风场和海洋流场之间也不存在明显的相关性。由此可知, 高频不稳定波与低频不稳定波具有完全相反的物理图象。

5.2 不稳定的必要条件

由前面的特征函数分析可看出, 高频和低频不稳定海气相互作用波产生的物理条件是不一样的。下面我们来简单分析一下不稳定产生的必要条件。

由方程(10)和(11), 可得分别对应大气和海洋的能量方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\langle \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial h_a}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial h_a}{\partial y} \right)^2 + \frac{\beta^2}{C_a^2} y^2 h_a^2 \right] \right\rangle \\ &= - \frac{\beta^2}{C_a^2} A \langle y^2 h_a h_i \rangle = - \frac{\beta^2}{C_a^2} \langle y^2 h_a Q \rangle \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\langle \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial h_i}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial h_i}{\partial y} \right)^2 + \frac{\beta^2}{C_i^2} y^2 h_i^2 \right] \right\rangle \\ &= - \frac{\gamma^2}{Dg} \langle f \left(\frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{\partial u_a}{\partial y} \right) h_i \rangle = - \frac{\gamma f}{Dg} \langle \xi_a h_i \rangle \end{aligned} \quad (28)$$

其中 $\langle \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \dots dy \int_0^L \dots dx$, L 为 x 方向的波长, $\xi_a = \left(\frac{\partial v_a}{\partial x} - \frac{\partial u_a}{\partial y} \right)$, 为大气风场的涡度。为了分析热带海气耦合系统中不稳定的必要条件, 首先把大气和海洋分别进行讨论, 看看每种介质中产生不稳定的必要条件。

由式(27)可看出, 若使大气产生不稳定, 其必要条件是

$$\langle h_a Q \rangle = A \langle h_a h_i \rangle < 0 \quad (29)$$

即大气扰动高度场 h_a 和海洋扰动高度场 h_i 反相关, 表明高压处 ($h_a > 0$) 冷却 ($Q < 0$), 低压处 ($h_a < 0$) 加热 ($Q > 0$)。事实上, 由于我们的大气模式为低层, 故必定是暖低压、冷高压。因此, 式(29)正表示暖空气处加热, 冷空气处冷却, 这表示有效位能的增加。故当 h_a 与 h_i 反相关时, 是导致大气不稳定的必要条件。

考虑到 $h_i \propto -f\xi_i$, ξ_i 为洋流的涡度, 则使海洋产生不稳定的必要条件可写成

$$\langle \xi_a \xi_i \rangle > 0 \quad (30)$$

即大气风场的涡度 ξ_a 与海洋流场的涡度 ξ_i 正相关。式(30)的物理意义较容易理解, 因为海洋现在唯一的不稳定因素是靠外力驱动, 当大气风场涡度与海洋流场涡度正相关时, 通过风应力的作用, 可使洋流的涡度加强, 导致不稳定; 反之, 则使洋流涡度变弱, 使之稳定。

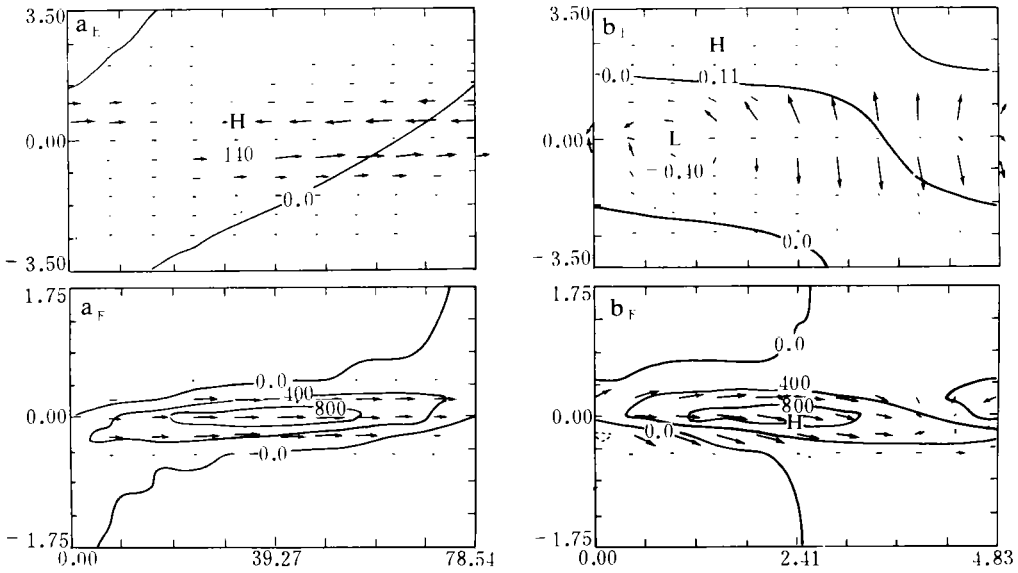


图5 取 $k=1.3$ 时, 对应于 $\sigma_1(a)$ 和 $\sigma_2(b)$ 的特征函数分布
 (上半图为大气, 下半图为海洋(等值线为扰动高度场, 箭头和箭杆分别为风
 (流)场的方向和大小)

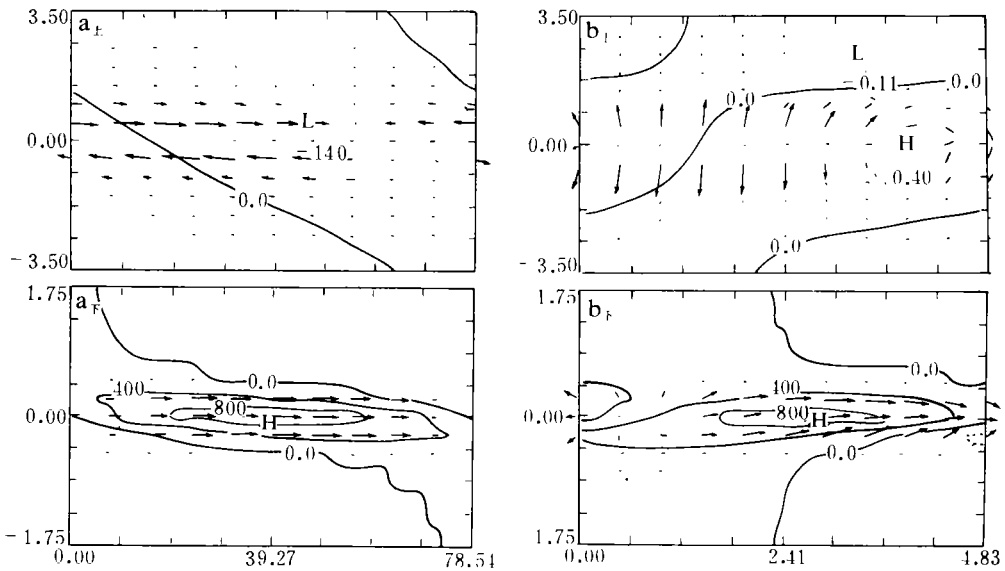


图6 $k=0.04$ 时, 对应于高频不稳定增长波 $\sigma_5(a)$ 和 高频不稳定衰减波 $\sigma_6(b)$ 的特征函数分布(其它同图5)

前面讨论了大气和海洋分开时不稳定的必要条件,而对于海气耦合系统,其不稳定的必要条件则应由式(29)和(30)共同来决定。因为大气风场的涡度 $\xi_a \propto -\frac{1}{f}h_a$,则式(30)也可写成

$$\langle h_a h_s \rangle > 0 \quad (31)$$

因此,海气耦合系统的不稳定必要条件可写成

$$\left\langle \left(\frac{\gamma}{Dg} \delta - \frac{\beta^2 A}{C_a^2} y^2 \right) h_a h_s \right\rangle > 0 \quad (32)$$

其中 δ 为一比例因子。这说明海气耦合系统的不稳定发展,不仅取决于 h_a 与 h_s 的相关关系,还取决于 $\frac{\gamma \delta}{Dg}$ 与 $\frac{\beta^2 A y^2}{C_a^2}$ 这两个因子的相对大小。

从前面的特征函数分析中我们得知,高频海气相互作用波不稳定性的产生主要是由条件式(29)决定,即 h_a 与 h_s 反相关,说明大气中的物理过程在高频不稳定海气相互作用波中占主导地位。其实,在前面的频率分析中,我们已经得知高频海气相互作用波的频率与没有海气相互作用时大气中赤道 Rossby 波的频率很接近;对于低频不稳定海气相互作用波,由特征函数的分析中可看出,其不稳定性的产生主要是由式(30)决定,即 h_a 与 h_s 正相关,由此说明了海洋中的物理过程在低频不稳定海气相互作用波中起着决定性的作用。正如在前面频率分析中所看到的那样,低频海气相互作用波的频率与海洋中赤道 Rossby 波的频率非常接近。

6 结 论

通过以上分析,我们得到了以下结论:

海洋和大气中向西传的赤道 Rossby 波耦合后,在热带海气耦合系统中存在着两类波动,一类为低频慢波,而另一类为高频快波。对于低频的热带海气相互作用波,在波长较长的波段范围内,其传播方向向东,而在波长较短的波段范围内,其传播方向向西。这些向东传的波所出现的波段范围,受海气相互作用强度的制约。当海气相互作用增强时,向东传的波的临界波数向高波数方向移动。这些向东传的波不同于 Kelvin 波,它是由于大气和海洋中的赤道 Rossby 波相互耦合后所产生的。向西和向东传的低频热带海气相互作用波均有不稳定现象发生,并且不稳定增长率也受海气相互作用强度的制约。当海气相互作用增强时,不稳定增长率也变大。

对于高频热带海气相互作用波,其传播方向向西,与没有海气相互作用时大气中的赤道 Rossby 波非常接近。但在波长很长的波段范围内,也有不稳定现象发生。当海气相互作用增强时,不稳定增长率变大,不稳定波所出现的波段范围也变大。

通过分析不稳定的必要条件,可知对于高频和低频热带海气相互作用波,其不稳定性产生的物理条件是不一样的。对长期过程有重要影响的低频波,主要受海洋中物理过程的制约,而高频扰动则主要受大气中物理过程的制约。由此说明了海洋中的赤道 Rossby 波在热带海气耦合系统的长期过程中起着非常重要的作用。

关于热带海气相互作用波在 ENSO 事件中所起的作用,文献[1]中已作了充分的讨论,这里不再重复。将本文的结果与文献[1]的结果比较可知,对于不稳定低频海气相互作用

用波,两者的性质没有什么差异,此即说明了近似式(1)对于对长期过程有重要影响的低频慢波来说,仍为一个较好的近似,即取不同的风应力参数化方案所产生的差异只在于高频快波部分。

在本文的求解过程中,我们用到了截断模式的方法,这无疑会对结果产生一定的影响。但从文献[6]的数值计算结果来看,截断模式方法对解的影响不大,即数值解可以证实用截断模式方法所得结论的正确性。

参考文献

- [1] Chao Jiping and Zhang Renhe. The air-sea interaction waves in the tropics and their instabilities. ACTA METEOROLOGICA SINICA. 1988. 3: 275—287.
- [2] Philander S G H. Yamagata T and Pacanowski R C. Unstable air-sea interaction in the tropics. J Atmos Sci 1984. 41: 604—613.
- [3] Yamagata T. Stability of a simple air-sea coupled model in the tropics. in Couped Ocean-Atmosphere Model. ed. J C J Nihoul. Amsterdam. 1985. 767pp.
- [4] Hirst A C. Unstable and damped modes in simple atmosphere-ocean coupled models. J Atmos Sci. 1986. 43: 606—630.
- [5] Gill A E. Some simple solutions for heat-induced tropical circulation. Quart J R Met Soc. 1980. 106: 447—462.
- [6] Zhang Renhe and Chao Jiping. Numerical experiments on the tropical air-sea interaction waves. ACTA METEOROLOGICA SINICA. 1992. 6: 148—158.

AN IMPROVEMENT ON THE TROPICAL UNSTABLE AIR-SEA INTERACTION MODEL

Zhang Renhe

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080)

Chao Jiping

(National Research Center for Marine Environmental Forecasts, State Oceanic Administration, Beijing, 100081)

Abstract

An improvement on the parametrization of wind stress is made to the tropical air-sea interaction model formerly proposed by Chao and Zhang. In this air-sea coupled model, the inertial-gravity waves are filtered out and only the equatorial Rossby waves are reserved in both the atmosphere and the ocean. Results indicate that after the air-sea interaction, two kinds of waves appear in the coupled model, one is of high-frequency and another is of low-frequency. The properties of the low-frequency waves are similar to those in Ref. [1]. The different results from those in Ref. [1] are that besides the low-frequency unstable waves, the high-frequency waves are unstable in the scope of comparatively long wavelengths. The stronger the air-sea interaction, the larger the amplifying rate and wider the scope in which the unstable high-frequency waves appear. This paper also proves that the physical conditions for the producing of the low-frequency and high-frequency unstable waves are different.

Key words: Tropical belt, Air-sea interaction, Model.