

不同时间尺度上的热带海气耦合扰动

林一骅* 曾庆存 季仲贞

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

摘 要 本文从热带地球流体运动的物理特征出发, 建立了适合热带地区特点的海气耦合模式方程组并对之进行了系统的尺度分析, 指出时间尺度不同的运动其受控的物理过程各异。基于这种时间尺度的差异, 我们有可能将不同时间尺度的运动分开来研究。计算结果表明, 去掉海洋中的波动过程, 仅仅考虑与海洋表面温度场的变化相联系的扰动形式会对耦合系统及耦合扰动的性质造成很大影响。由此看来, Neelin 所谓的“快波极限”不是一种好的近似。

关键词 热带海气耦合扰动 尺度分析 特征时间

1 引言

自 Bjerknes^[1,2]先驱性工作之后在热带海洋与大气相互作用的理论研究方面有不少成果出现。Gill 等^[3]系统地研究了热带大气对热源强迫的响应。Philander^[4]则讨论了海洋对风应力的响应并指出响应过程在不同的时间尺度上其受控的物理过程各异, 时间尺度远大于 Rossby 波特征时间时, 是极低频的运动, 即准 Sverdrup 平衡; 时间尺度跟 Rossby 波特征时间相当时, 风应力将激发出 Rossby 波; 时间尺度远小于 Rossby 波特征时间时, 风应力将激发出高频重力波。Philander^[5]、Hirst^[6]、Yamagata^[7]和张人禾^[8]的研究结果表明, 热带海洋-大气耦合系统中存在发展的扰动, Neelin^[9]则认为可以去掉海洋中的波动过程而单独讨论与海表温度扰动相关的缓慢运动, 并称此处理作“快波极限”(fast wave limit)。本文讨论了热带地球流体运动的多时态特征, 指出时间尺度不同的运动其受控的物理过程各异。研究结果表明, 去掉海洋中的波动过程, 仅仅考虑与海洋表面温度场的变化相联系的扰动形式会对耦合系统及耦合扰动的性质造成很大影响, 并探讨了其物理原因。

2 热带海气耦合运动的多时间尺度特征

热带地区海气耦合运动方程组可写成

$$\frac{\partial u_a}{\partial t} - \beta y v_a = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_a}{\partial t} - \beta y u_a = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad (2)$$

1996-07-10 收到, 1997-05-11 收到三改稿

* 现为中国科学院海洋研究所博士后

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + C_a^2 \left(\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} \right) = -K_q T, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} - \beta_y v_s = -\frac{\partial \eta}{\partial x} + K_s u_a, \quad (4)$$

$$\frac{\partial v_s}{\partial t} - \beta_y u_s = -\frac{\partial \eta}{\partial y} + K_s v_a, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + C_s^2 \left(\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial v_s}{\partial y} \right) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \bar{T}_x u_s - K_t \eta + dT = 0, \quad (7)$$

其中, K_q 是海洋对大气的加热系数, T 为海温距平, K_s 是风应力系数, $\bar{T}_x$ 是海洋沿纬圈方向的平均温度梯度, K_t 是海洋中的挟卷系数, d 是海气界面热交换系数。其余符号为大气和海洋中常用。

令

$$\begin{cases} t = \bar{t} t^*, \\ u_a = \bar{U}_a u_a^*, \quad v_a = \bar{V}_a v_a^*, \quad \phi = \bar{\phi} \phi^*, \\ x = L_x x^*, \quad y = L_{y,a} Y^*, \\ u_s = \bar{U}_s u_s^*, \quad v_s = \bar{V}_s v_s^*, \quad \eta = \bar{\eta} \eta^*, \\ x = L_x x^*, \quad y = L_{y,s} y^*, \\ T = \bar{T} T^*. \end{cases} \quad (8)$$

考虑到热带大尺度运动沿纬圈方向的准地转特征, (2) 和 (5) 式中的科里奥利力项与压力梯度力应具有相同量级, 于是有

$$\beta \bar{U}_a L_{y,a} \sim \frac{\bar{\phi}}{L_{y,a}}, \quad \beta \bar{U}_s L_{y,s} \sim \frac{\bar{\eta}}{L_{y,s}},$$

即

$$\beta \bar{U}_a L_y^2 \sim \bar{\phi}, \quad \beta \bar{U}_s L_y^2 \sim \bar{\eta}. \quad (9)$$

考虑到 $\bar{t}_a = L_x / \bar{U}_a = L_{y,a} / \bar{V}_a$, $\bar{t}_s = L_x / \bar{U}_s = L_{y,s} / \bar{V}_s$, 有

$$\frac{\bar{U}_a}{\bar{V}_a} \sim \frac{L_x}{L_{y,a}}, \quad \frac{\bar{U}_s}{\bar{V}_s} \sim \frac{L_x}{L_{y,s}}. \quad (10)$$

于是, (1) ~ (7) 式的无量纲形式为(*已省略)

$$\delta_a \frac{\partial u_a}{\partial t} - Y v_a = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (11)$$

$$\delta_a \epsilon_a^2 \frac{\partial v_a}{\partial t} + Y u_a = -\frac{\partial \phi}{\partial Y}, \quad (12)$$

$$\delta_a \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \gamma_a^2 \left(\frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} \right) = -\tilde{K}_q T, \quad (13)$$

$$\delta_s \frac{\partial u_s}{\partial t} - y v_s = -\frac{\partial \eta}{\partial x} + \tilde{K}_s u_a, \quad (14)$$

$$\delta_s \varepsilon_s^2 \frac{\partial v_s}{\partial t} + y u_s = -\frac{\partial \eta}{\partial y} + \varepsilon_s^2 \tilde{K}_s v_a, \quad (15)$$

$$\delta_s \frac{\partial \eta}{\partial t} + \gamma_s^2 \left(\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial v_s}{\partial y} \right) = 0, \quad (16)$$

$$\delta_T \frac{\partial T}{\partial t} + \tilde{T}_x u_s - \tilde{K}_t \eta + \tilde{d}T = 0, \quad (17)$$

其中,

$$\begin{cases} \delta_a = t_{R,a} / \bar{t} = \{L_x / [\beta(L_{y,a})^2]\} / \bar{t}, & \varepsilon_a = L_{y,a} / L_x, \\ \delta_s = t_{R,s} / \bar{t} = \{L_x / [\beta(L_{y,s})^2]\} / \bar{t}, & \varepsilon_s = L_{y,s} / L_x, \\ \delta_T = t_T / \bar{t}, \\ \gamma_a = t_{R,a} / t_{g,a} = [L_x / \beta(L_{y,a})^2] / (L_x / C_a), \\ \gamma_s = t_{R,s} / t_{g,s} = [L_x / \beta(L_{y,s})^2] / (L_x / C_a), \end{cases} \quad (18)$$

$t_{R,a}$ 和 $t_{R,s}$ 分别是大气和海洋 Rossby 波的特征时间, $t_{g,a}$ 和 $t_{g,s}$ 分别是大气和海洋重力波的特征时间, t_T 是海温演变的时间尺度。由于 $L_{y,s}$ 和 $L_{y,a}$ 分别相当于海洋和大气的变形半径, 而对于行星尺度热带海洋与大气运动, L_x 相当于地球半径或大洋宽度, 因此通常有 $L_{y,s} \ll L_{y,a} \ll L_x$, 故

$$\varepsilon_s^2 \ll \varepsilon_a^2 \ll 1. \quad (19)$$

利用 (19) 式, 沿纬圈方向大气和海洋运动成为地转平衡, 即

$$y u_a + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = 0, \quad (20)$$

$$y u_s + \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0. \quad (21)$$

这实际上去掉了大气和海洋中的高频重力波, 只保留了 Kelvin 波和长 Rossby 波。

由以上分析不难发现, 在大气海洋耦合系统中存在下面 5 种时间尺度的运动。

(1) $\bar{t} \ll t_{R,a}$ 即 $\delta_a \gg 1$ 的运动, 这是大气中的高频重力波。

(2) $\bar{t} \sim t_{R,a}$ 即 $\delta_a \sim 1$ 的运动, 这是大气中的 Rossby 波和 Kelvin 波。这时, $\delta_s \gg 1$ 。在重点讨论这类运动时, 海洋可以认为是准静态的, 问题变成了大气对海洋的响应^[3]。

(3) 海洋中的 $\bar{t} \ll t_{R,s}$ 即 $\delta_s \gg 1$ 的海洋运动, 这是海洋中的高频重力波^[6]。

(4) $\bar{t} \sim t_{R,s}$ 即 $\delta_s \sim 1$ 的运动, 这是海洋中的 Rossby 波和 Kelvin 波。这时, $\delta_a \ll 1$ 。在重点讨论这类运动时, 大气可以认为是常定的, (11) ~ (13) 式中的时间变化项

可以去掉, 大气退化为地转平衡。

(5) $\bar{t} \sim t_T$ 的运动, t_T 是海表温度演变的时间尺度。考虑到海洋中的热力过程应比动力过程要慢, 因此有 $t_{R,s} < t_T$ 即 $\delta_s < 1$, 但是否有 $t_{R,s} \ll t_T$ 即 $\delta_s \ll 1$, 尚需进一步验证。在 $t_{R,s} \ll t_T$ 即 $\delta_s \ll 1$ 能够满足的情况下, (11) ~ (16) 式的时间变化项则可去掉, 这就是 Neelin^[9] 所谓的“快波极限”, 此时海洋成为准 Sverdrup 平衡, 波动过程已不存在。

3 不同时间尺度上的海气耦合扰动

基于上节的分析, 这里讨论不同时间尺度上的海气耦合扰动。对于海洋 Rossby 波时间尺度的运动, 大气运动是快过程, 因而可去掉大气方程中的时间变化项, 这样考虑 Rayleigh 摩擦和 Newton 冷却, 以海洋 Rossby 变形半径 $(C_s / 2\beta)^{1/2}$ 作为特征长度尺度, $(2\beta C_s)^{-1/2}$ 作为特征时间尺度, 无量纲的海气耦合运动方程可写成

$$\tilde{A}u_a - \frac{1}{2}yv_a = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad (22)$$

$$-\frac{1}{2}yu_a = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}, \quad (23)$$

$$\alpha^2 \tilde{B}\varphi + \frac{\partial u_a}{\partial x} + \frac{\partial v_a}{\partial y} = -\tilde{K}_q T, \quad (24)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + \tilde{a}u_s - \frac{1}{2}yv_s = -\frac{\partial\eta}{\partial x} + \tilde{K}_s u_a, \quad (25)$$

$$\frac{1}{2}yu_s = -\frac{\partial\eta}{\partial y}, \quad (26)$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} + \tilde{b}\eta + \frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial v_s}{\partial y} = 0, \quad (27)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \tilde{T}_x u_s - \tilde{K}_t \eta + \tilde{d}T = 0, \quad (28)$$

其中, A 、 B 分别是大气中 Rayleigh 摩擦和 Newton 冷却系数, a 、 b 是海洋中的 Rayleigh 摩擦和 Newton 冷却系数, $\alpha = C_s / C_a$, 是海洋重力波速与大气重力波速之比, 其余符号为大气和海洋中常用。 α 还可写成

$$\alpha = \left[\frac{(C_s / 2\beta)^{1/2}}{(C_a / 2\beta)^{1/2}} \right]^2 = \left(\frac{L_{R,s}}{L_{R,a}} \right)^2 \quad (29)$$

或者

$$\alpha = \left(\frac{H_s}{H_a} \right)^2, \quad (30)$$

其中, $L_{R,s}$ 和 $L_{R,a}$ 分别是海洋和大气的变形半径, 也是赤道海洋和大气的经向特征尺

度, H_s 和 H_a 是海洋和大气的相当厚度。这样 α 的大小反映了海洋和大气特征尺度的相对大小, 也体现了海洋混合层的厚薄或大气垂直结构的复杂程度(这在一定程度上反映着大气斜压性的强弱)。对比 (29) 和 (30) 还可看出 α 还包含了海洋和大气自身的水平尺度和垂直尺度的正比关系。

考虑到大气中 Rayleigh 摩擦一般大于 Newton 冷却系数, 并且通常有 $C_a \gg C_s$, 为处理方便, 仿效文献[7], 假定 $\tilde{A} = \alpha^2 \tilde{B}$, 并假定 $\tilde{a} = \tilde{b} = \tilde{d}$, 同时引入

$$q_a = \varphi + u_a, \quad r_a = \varphi - u_a, \quad (31)$$

$$q_s = \eta + u_s, \quad r_s = \eta - u_s. \quad (32)$$

设各量在纬圈方向具有波状结构, 在经圈方向用韦伯函数展开, 有

$$F = \sum_{n=0}^{\infty} F_n D_n(y) e^{i(kx - \sigma t)} \quad (33)$$

F 代表 q_a 、 u_a 、 v_a 、 q_s 、 u_s 、 v_s 和 T 。利用韦伯函数正交性, 且考虑到扰动能量主要集中在 n 较小的项上, 为物理意义清晰计, 在 $n=2$ 处截断^[7], 则有

$$(\tilde{A} + ik)q_{a,0} = -\tilde{K}_q T_0, \quad (34)$$

$$(3\tilde{A} - ik)q_{a,2} = -\tilde{K}_q T_0 - \tilde{K}_q T_2, \quad (35)$$

$$\sigma q_{s,0} = (k - ia)q_{s,0} + \frac{i}{2}\tilde{K}_s q_{a,0} - i\tilde{K}_s q_{a,2}, \quad (36)$$

$$\sigma q_{s,2} = (-\frac{1}{3}k - i\tilde{a})q_{s,2} - \frac{i}{6}\tilde{K}_s q_{a,0} + \frac{i}{2}\tilde{K}_s q_{a,2}, \quad (37)$$

$$\sigma T_0 = -\frac{i}{2}(\tilde{T}_x - \tilde{K}_t)q_{s,0} + i(\tilde{T}_x + \tilde{K}_t)q_{s,2} - i\tilde{d}T_0, \quad (38)$$

$$\sigma T_2 = -\frac{i}{2}(\tilde{T}_x - \tilde{K}_t)q_{s,2} - i\tilde{d}T_2, \quad (39)$$

若海洋波动的时间尺度远小于海温演变的时间尺度即 $t_{R,s} \ll t_T$ 或 $\delta_s \ll 1$ 能够成立, 则可在 (34) ~ (39) 式中去掉 $\sigma q_{s,n}$ ($n=0, 2$) 项, 即

$$(\tilde{A} + ik)q_{a,0} = -\tilde{K}_q T_0, \quad (40)$$

$$(3\tilde{A} - ik)q_{a,2} = -\tilde{K}_q T_0 - \tilde{K}_q T_2, \quad (41)$$

$$(k - ia)q_{s,0} = -\frac{i}{2}\tilde{K}_s q_{a,0} + i\tilde{K}_s q_{a,2}, \quad (42)$$

$$(-\frac{1}{3}k - i\tilde{a})q_{s,2} = \frac{i}{6}\tilde{K}_s q_{a,0} - \frac{i}{2}\tilde{K}_s q_{a,2}, \quad (43)$$

$$\sigma T_0 = -\frac{i}{2}(\tilde{T}_x - \tilde{K}_t)q_{s,0} + i(\tilde{T}_x + \tilde{K}_t)q_{s,2} - i\tilde{d}T_0, \quad (44)$$

$$\sigma T_2 = -\frac{i}{2}(\tilde{T}_x - \tilde{K}_t)q_{s,2} - i\tilde{d}T_2, \quad (45)$$

求解方程组 (34) ~ (39) 和 (40) ~ (45) 构成的特征值问题就可以探讨两种不同时间尺度上海气耦合扰动的性质, 同时对比两者的解答, 则能够看出假定 $t_{R,s} \ll t_T$ 或

$\delta_s \ll 1$ 的合理与否。

4 计算结果与分析

4.1 $t_{R,S}$ 尺度上的海气耦合扰动

图 1 是扰动发展对耦合强度参数 $K_q K_s$ 和表示大气和海洋运动尺度相对大小的参数 α 的依赖关系。扰动可以发展的参数区域呈梯形, 其下缘左上右下走向。这说明 α 较小即大气运动的尺度远大于海洋运动的尺度时, 只有耦合较强扰动才能发展; 而当耦合较弱时, 则要求 α 较大即大气运动的尺度与海洋运动的尺度差别稍小时, 耦合扰动才能发展。由于 $K_q K_s$ 和 α 所表示的是大气和海洋的状况, 这种扰动发展的参数区域的广泛分布说明耦合扰动可以在非常广泛的大气和海洋状况下发展。

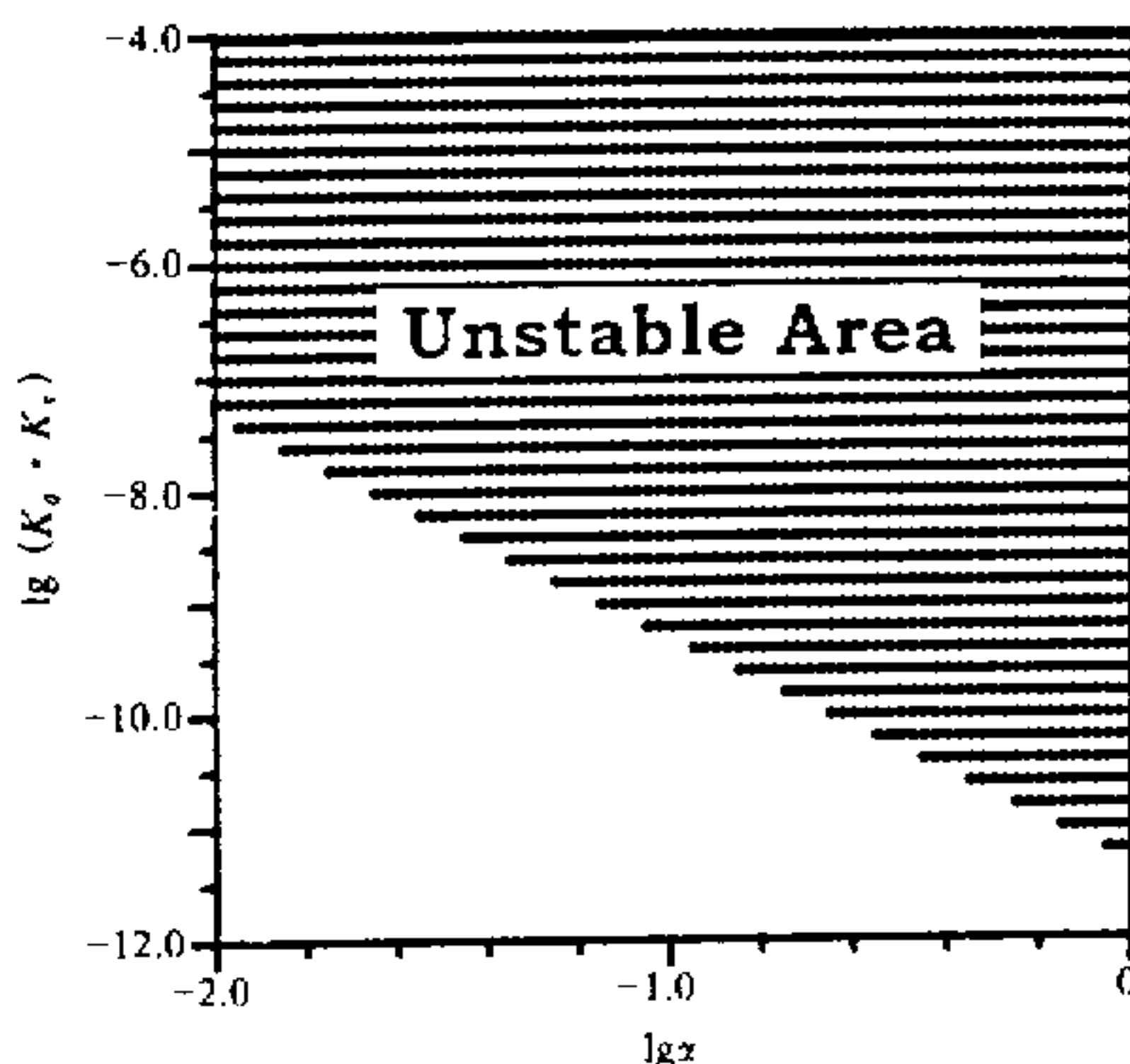


图 1 保留海洋波动时耦合扰动发展对 $K_q K_s$ 和 α 的依赖关系。波数 $k=0.15$, 波长 7300 km

耦合扰动的频率和增长率随波数的变化由图 2a 和图 2b 给出 ($K_q K_s = 5.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^2 \cdot \text{K}^{-1}$, $\alpha = 0.047$)。K 是经海气耦合修正

的海洋 Kelvin 波, 其衰减率最大值对应的波长为 7300 km, 振幅减至 $1/e$ 需 28 d, 其频率值较自由海洋 Kelvin 波略有增大; R 是经海气耦合修正的海洋 Rossby 波, 与文献 [6] 的结果不同, 在波长较长的范围内, 扰动可以发展, 最大增长率对应的波长为 5500 km, 振幅增长 e 倍需 121 d, 其频率值在波长较长时较自由海洋 Rossby 波略有增大, 波速为 0.7 m/s , 横穿太平洋需 248 d; U 和 D 是与海洋表层热力过程有关的向东传播的扰动, U 在波长较长时是发展的, 波长为 7300 km 时振幅 241 d 可增至 e 倍, 波速为 0.2 m/s , 横穿太平洋需 950 d; D 是衰减的, 波长较长时衰减率较大。

图 2c 和图 2d 给出了 $\alpha = 0.047$, $k = 0.15$ 时的耦合扰动的频率和增长率随耦合强度 $K_q K_s$ 的变化。除 U 的波速随 $K_q K_s$ 增大减小外, 其余扰动的波速随 $K_q K_s$ 增大而增大。 $K_q K_s$ 为零时, 扰动都衰减, 随 $K_q K_s$ 增大, R 和 U 变为发展, 且增长率随 $K_q K_s$ 增大而增大; K 和 D 衰减, 衰减率数值随 $K_q K_s$ 增大而增大。图 2e 和图 2f 是频率和增长率随 α 的变化 ($K_q K_s = 5.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^2 \cdot \text{K}^{-1}$, $k = 0.15$)。除 U 的波速随 α 增大变化较为复杂外, 其余扰动的波速随 α 增大而增大。 α 较小时, 扰动衰减, 随 α 增大, R 和 U 变为发展, 增长率随 α 增大而增大, K 和 D 仍衰减。

耦合扰动的频率和增长率随沿纬圈方向海温背景场的梯度 $\bar{T}_x$ 的变化由图 3a 和图 3b 给出, $K_q K_s = 5.0 \times 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^2 \cdot \text{K}^{-1}$, $\alpha = 0.047$, $k = 0.15$ 。U 的波速随 $\bar{T}_x$ 数值增

大先稍增后减小, 其余扰动的波速随 $\bar{T}_x$ 数值增大而增大。 $\bar{T}_x$ 为零时, 除 U 外扰动都衰减, 随 $\bar{T}_x$ 数值增大, R 变为发展的, 增长率随 $\bar{T}_x$ 数值增大而增大。图 3c 和图 3d 给出了频率和增长率随挟卷系数 K_i 的变化。 U 的波速随 K_i 数值增大先稍减后增大, D 的波速随 K_i 数值增大先稍增后减小, 其余扰动的波速随 K_i 数值增大而增大。 K_i 为零时, 除 R 外都衰减, 随 K_i 数值增大, U 变为发展的, 且增长率随 K_i 数值增大而增大, R 则变为衰减。

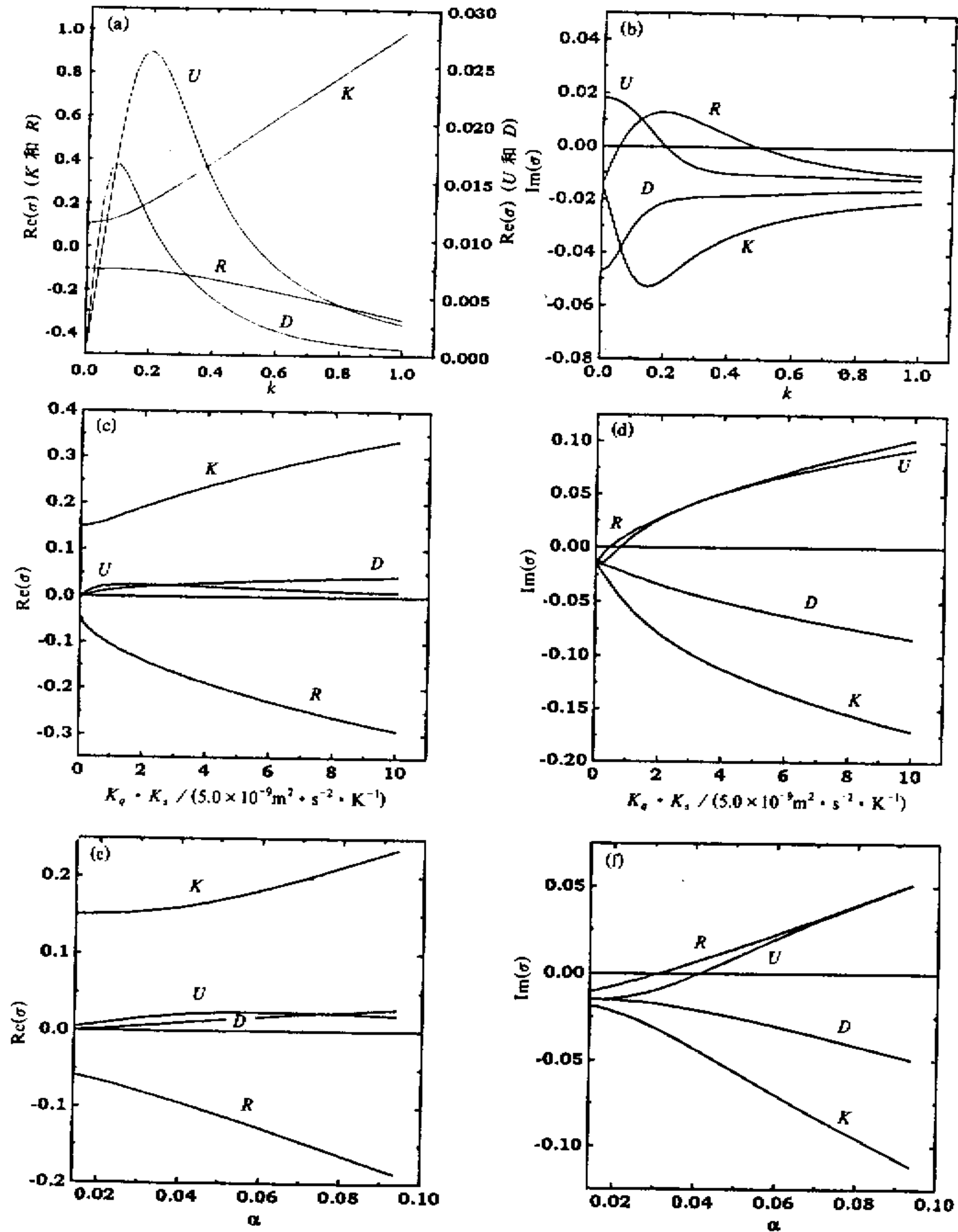


图 2 保留海洋波动时耦合扰动的频率和增长率随波数 k 、 K_q 、 K_s 和 α 的变化

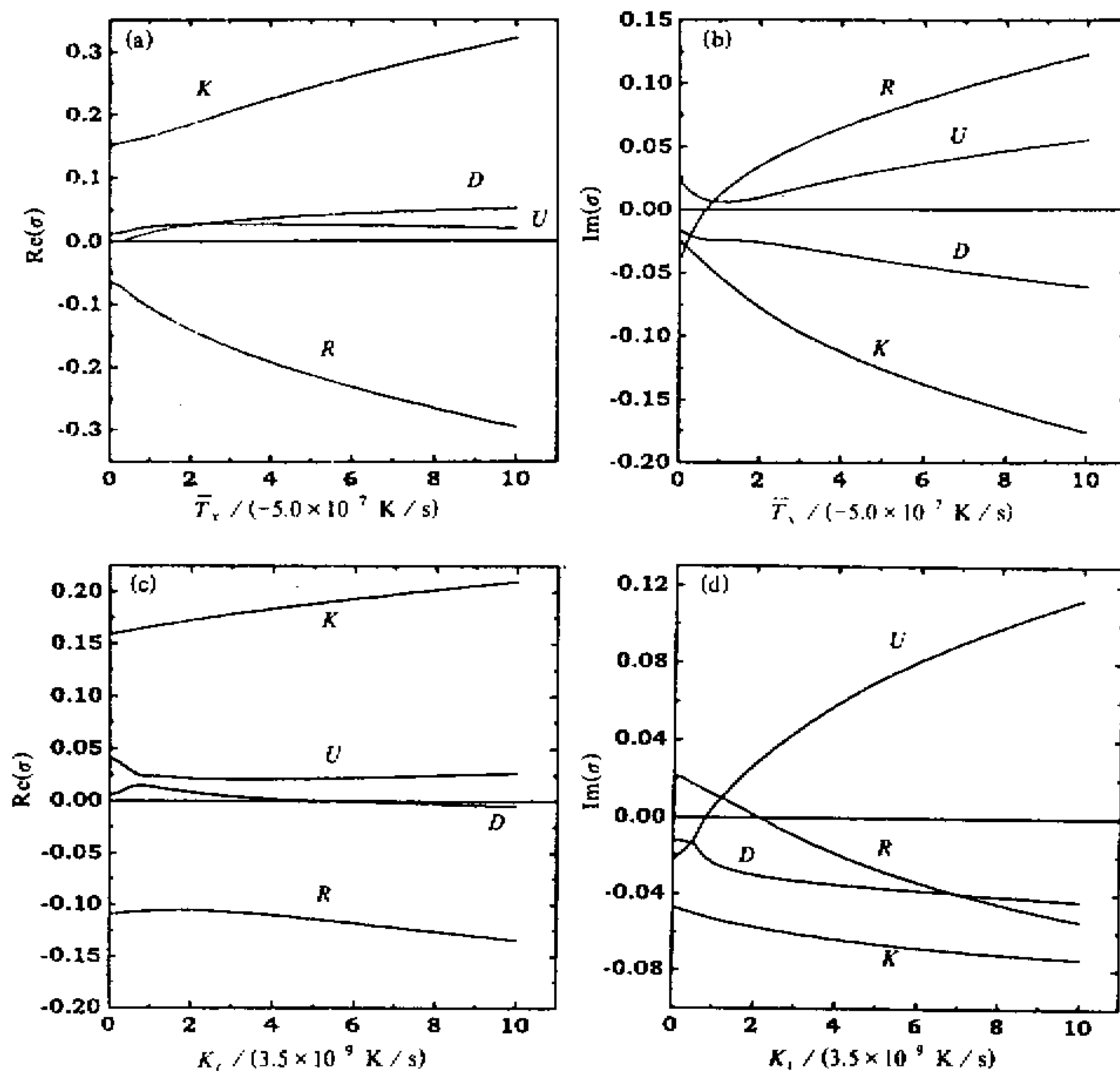


图 3 保留海洋波动时耦合扰动的频率和增长率随 $\bar{T}_s$ 和 K_q 的变化

4.2 t_T 尺度上的海气耦合扰动

这是假定海洋 Rossby 波的时间尺度远小于海温演变的时间尺度即 $t_{R,s} \ll t_T$ 或 $\delta_s \ll 1$ 时的结果。计算所用参数与上节相同。

扰动发展对耦合强度参数 K_q , K_s 和表示大气和海洋运动尺度相对大小的参数 α 的依赖关系由图 4 给出。扰动发展的参数区域的范围和分布特征与保留海洋波动过程的结果图 1 大体一致, 但是向 K_q , K_s 减小即耦合强度减弱的方向扩展。这表明去掉海洋中的波动过程后, 与海洋表层热力过程有关的扰动更加容易发展。

图 5a 和图 5b 中, 海洋波动已被去掉, U 和 D 是与海洋表层热力过程有关的扰动。 U 向东传播, 且在波长较长时是发展的, 波长 7300 km 时振幅 72 d 可增至 e 倍, 波速为 0.37 m/s, 横穿太平洋需 465 d, 比保留海洋波动过程时快 1 倍, 其增长率则大 2 倍; D 衰减, 波长较长时衰减率较大, 与保留海洋波动过程时完全不同的是扰动在绝大部分波数范围内向西传播。

图 5c 和图 5d 给出了 $\alpha = 0.047$, $k = 0.15$ 时的耦合扰动的频率和增长率随耦合强度 K_q , K_s 的变化。 U 和 D 的波速随 K_q , K_s 增大而几乎线性增大, D 始终向西传播。 K_q , K_s

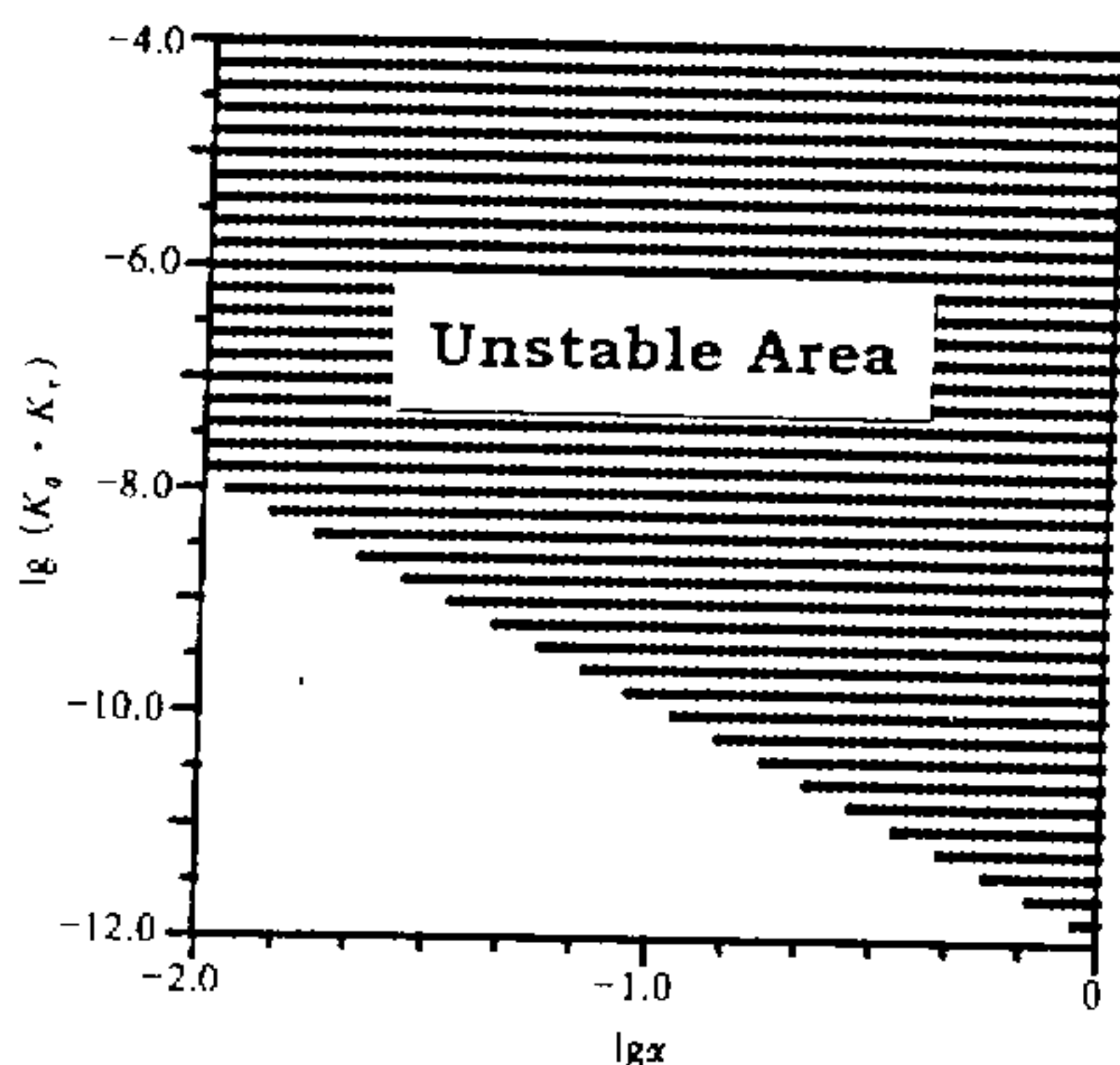


图4 去掉海洋波动时耦合扰动发展对 K_q, K_s 和 α 的依赖关系。波数 $k=0.15$, 波长7300 km

为零时, 扰动衰减。随 K_q, K_s 增大, U 变为发展的, 增长率随 K_q, K_s 几乎呈线性增大; D 始终衰减, 衰减率数值随 K_q, K_s 增大几乎呈线性增大。图5e和图5f是耦合扰动的频率和增长率随 α 的变化。 U 和 D 的波速随 α 增大而增大, U 向东传播, D 向西传播; U 的增长率随 α 增大而增大, D 始终衰减, 且衰减率数值随 α 增大而增大。这与保留海洋波动过程时 U 与 D 向东传且其波速随 K_q, K_s 和 α 变化不大的特征完全不同; 增长率和衰减率随 K_q, K_s 和 α 的变化也远比保留海洋波动时大。

沿纬圈方向海温背景场的梯度 $\bar{T}_x$ 对耦合扰动的频率和增长率的变化也有影响。图6a和图6b中, D 的波速随 $\bar{T}_x$ 数值增大先稍减后增大, $\bar{T}_x$ 数值较小时, 向西传, 随 $\bar{T}_x$ 数值增大变为向东传; U 向东传, 波速随 $\bar{T}_x$ 数值增大而增大。而在图3a中 U, D 均向东传, 波速随 $\bar{T}_x$ 数值的变化亦较此处为小。 U 的增长率数值先稍减而后稍增; D 始终衰减, 且衰减率数值随 $\bar{T}_x$ 数值增大而增大。图6c和图6b是耦合扰动的频率和增长率随挟卷系数 K_t 的变化。 U 的波速随 K_t 数值增大而增大, 向东传播; D 的波速随 K_t 数值增大而减小, 当 K_t 数值较小时, 向东传播, 随 K_t 数值增大, 变为西传。衰减率数值随 K_t 数值增大而减小; U 为发展的, 增长率随 K_t 数值增大而增大。与保留海洋波动过程时的结果图3c、3d相比, 对应扰动数值和曲线的凸性及变化趋势都存在明显区别。

与上小节结果对比, 二者相去甚远, 由此看来, 海洋 Rossby 波的时间尺度远小于海温演变的时间尺度即 $t_{R,s} \ll t_T$ 或 $\delta_s \ll 1$ 这一假定不够合理, 海洋波动过程对于耦合系统耦合扰动是至关重要的, Neelin^[9]所谓的“快波极限”不是一种合理的近似。

5 结论

通过以上分析, 我们可以得出以下结论:

(1) 海洋-大气耦合系统中存在着不同时间尺度的运动。时间尺度不同的运动, 其受控的物理过程也不同。一类是较快的运动, 包括短周期的高频重力波, 大气中的 Kelvin 波和 Rossby 波; 一类是较慢的运动, 包括海洋中的 Kelvin 波和 Rossby 波; 还有一类与海洋中的热力过程相联系的更慢的运动。基于这种多时态特征, 原则上可以引入滤波算子滤掉一类运动而单独研究另一类运动。

(2) 描述海气耦合强度的参数 K_q, K_s 和描述大气和海洋运动尺度相对大小的参数 α

是非常关键的两个参数, 它们决定着耦合系统和耦合扰动的性质。当 α 较小即大气运动的尺度与海洋运动的尺度相比是大的时, 只有耦合较强扰动才能发展; 而当耦合较弱时, 则要求 α 较大即大气运动的尺度与海洋运动的尺度差别较小, 耦合扰动才能发展。

(3) 对于时间尺度为 $t_{R,s}$ (海洋 Rossby 波的特征时间) 的耦合运动, 在采用一般的热力学方程情况下, 不仅与海洋中的热力过程相联系的扰动是发展的, 而且经海气耦合修正的海洋 Rossby 波也是发展的, 这与 Hirst^[6] 的结果不同。由图 1 可知耦合扰动可

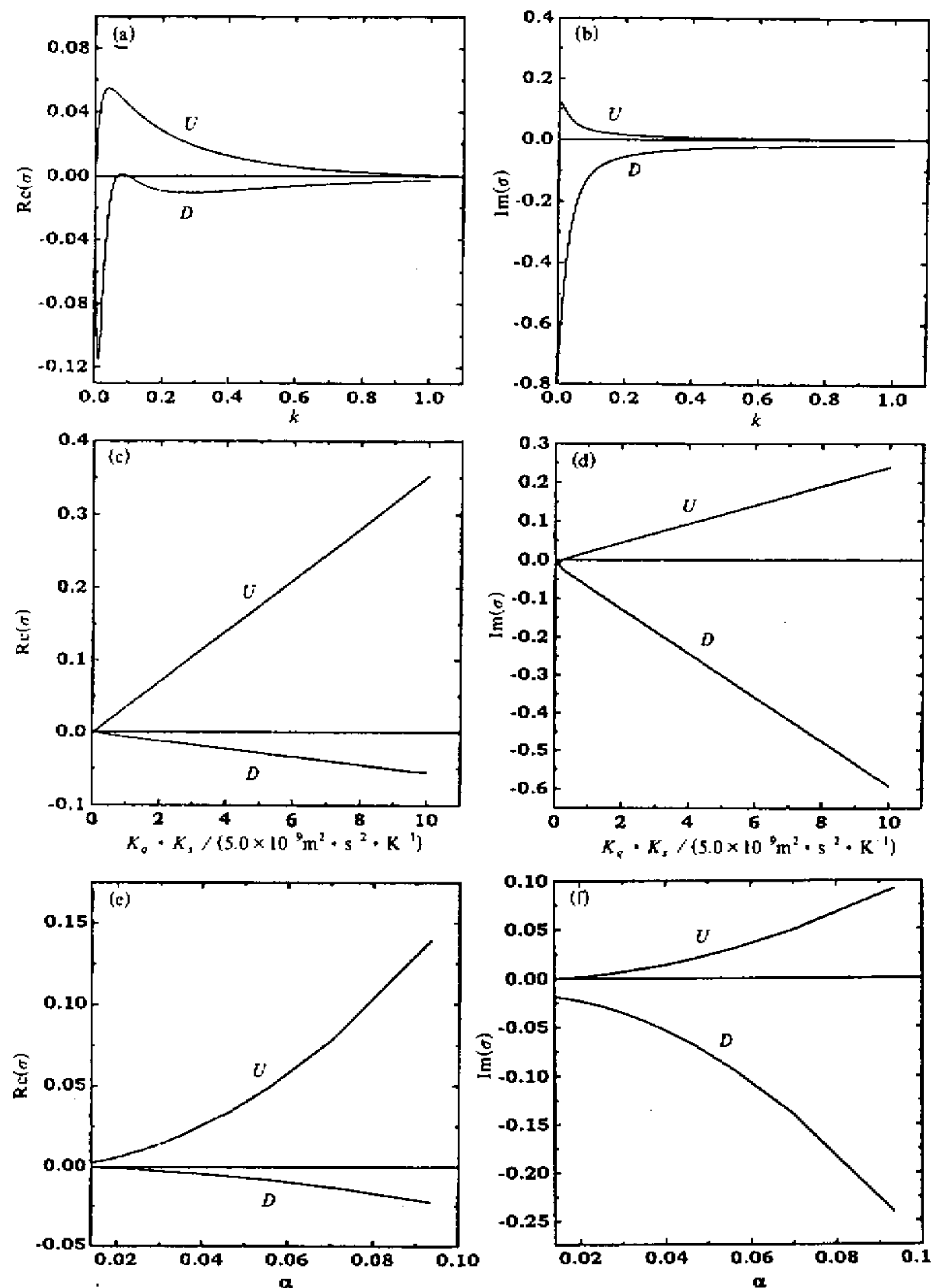


图 5 去掉海洋波动时耦合扰动的频率和增长率随波数 k 、 $K_o K_s$ 和 α 的变化

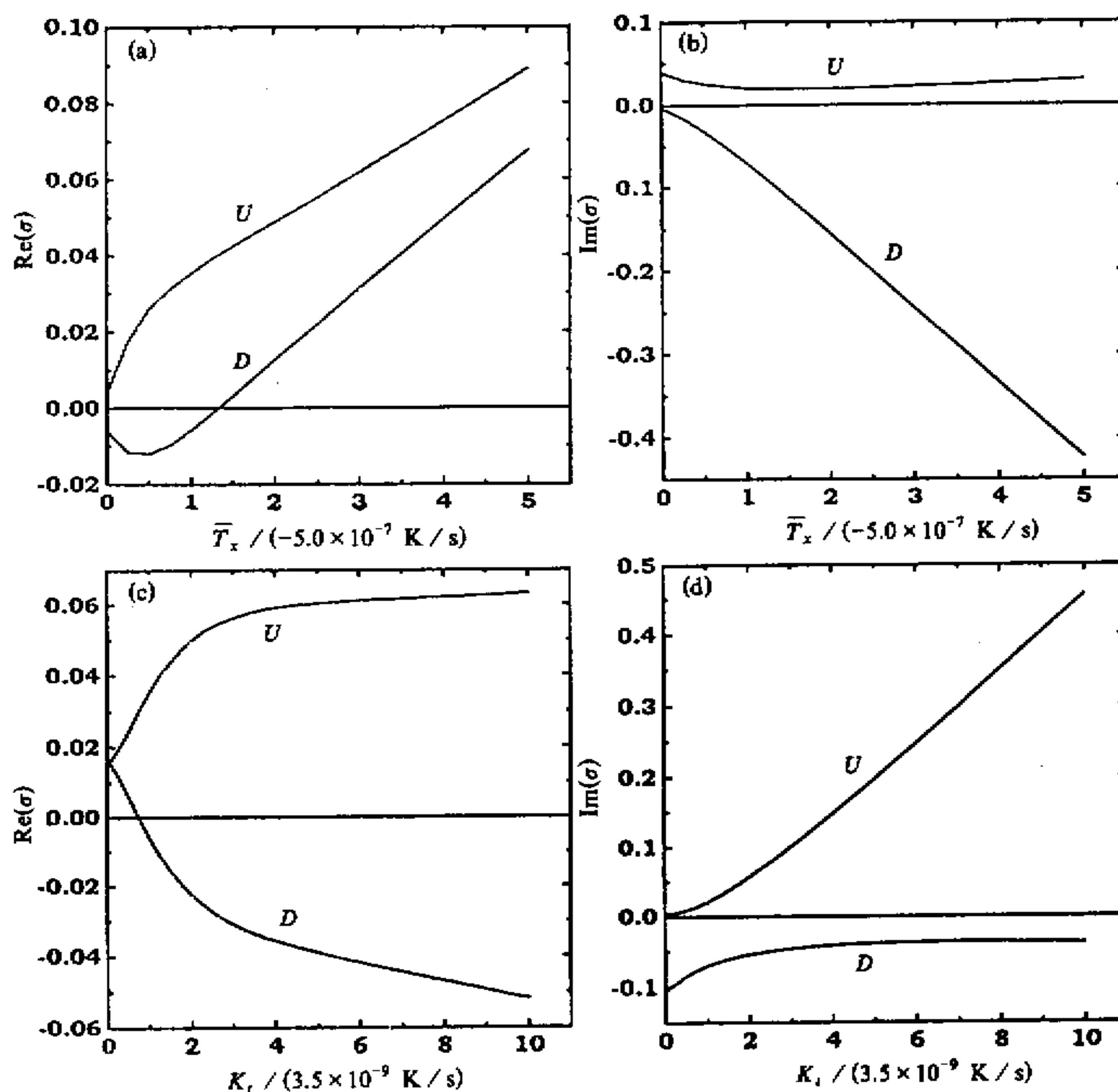


图6 去掉海洋波动时耦合扰动的频率和增长率随 $\bar{T}_x$ 和 K_r 的变化

以在很宽广的参数区域即可在很多种大气海洋状况下发展, Hirst^[6]和本文所取分别代表两种不同的大气海洋状况, 因此结果不同并不奇怪。

(4) 海洋中背景温度场沿纬圈方向的梯度大小对耦合扰动存在影响。总得说来, 梯度越大, 扰动越易发展。海洋中的挟卷过程对耦合扰动也有影响。挟卷较强时, 与海洋中热力过程有关的扰动容易发展, 而经海气耦合修正的海洋 Rossby 波的发展受到抑制和减弱, 当挟卷达到一定强度时, 甚至变为衰减的扰动。

(5) 对于时间尺度为 t_T (与海洋热力学过程相关的扰动的特征时间) 的耦合运动, 是否保留海洋中的波动过程对于耦合扰动的性质特征则有较大影响。由此看来, Neelin^[9]所谓的“快波极限”不是一种合理的近似。这可能是因为热带地区海洋表层与热力学过程相关的运动其特征时间虽满足 $\bar{t}_T > t_{R,s}$, 但不满足 $\bar{t}_T \gg t_{R,s}$ 的缘故。

参 考 文 献

- 1 Bjerknes, J., 1966, A possible response of the atmospheric Hadley circulation to equatorial anomalies of ocean

- temperature, *Tellus*, **18**, 820~829.
- 2 Bjerknes, J., 1969, Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific, *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 163~172.
 - 3 Gill, A. E., 1980, Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **106**, 447~462.
 - 4 Philander, S. G. H., 1979, Variability of the tropical ocean, *Dyn. Atmos. and Ocean*, **3**, 191~208.
 - 5 Philander, S. G. H., T. Yamagata and R. C. Pacanowski, 1984, Unstable air-sea interactions in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 604~613.
 - 6 Hirst, A. C., 1986, Unstable and damped equatorial modes in simple coupled ocean-atmosphere modes, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 606~630.
 - 7 Yamagata, T., 1985, Stability of a simple air-sea coupled model in the tropics, In: *Coupled Ocean-Atmosphere Models* (J. Nihoul, ed.), Elsevier, Amsterdam, 637~658.
 - 8 张人禾, 1991, 热带地区大尺度海气相互作用对 ENSO 形成机制的探讨, 中国科学院大气物理研究所博士论文.
 - 9 Neelin, J. D., 1991, The slow sea surface temperature model and the fast-wave limit: Analytic theory for tropical interannual oscillations and experiments in a hybrid coupled model, *J. Atmos. Sci.*, **48**, 584~606.

On the Air-Sea Coupled Disturbances with Different Time Scale in the Tropics

Lin Yihua, Zeng Qingcun and Ji Zhongzhen

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract In this paper, a simple air-sea coupled model in the tropics is investigated. Scale analysis indicates that the disturbances with different time scales are governed by different mechanism. On account of these differences, the disturbances with different time scales can be investigated respectively. It is shown that the ocean waves are so important to the character of the coupled disturbances and coupled system that Neelin's "Fast Wave Limit" is unreasonable.

Key words air-sea coupled disturbances scale analysis characteristic time scale