热力和动力强迫对热带海洋运动影响的数值试验*

余 丰 宁

（中国科学院南京地理与湖泊研究所）

巢 纪 平　王 立 治

（国家海洋环境预报研究中心）

提　　要

本文提出了一个赤道 β 平面非定常线性模式，其垂直结构在斜温层以上是具有相同密度的两个活动层，斜温层以下是密度较大的均质静止流体。数值试验表明，热强迫与风强迫相比对海洋的直接影响很小，但通过海气相互作用，它可形成风强迫作用于海洋，对海气环流系统有支配作用。

一、引　　言

在海水运动中，风应力的影响很显著，海洋对风应力及其变化的响应等过程已进行了许多研究，而热强迫过程被认为是小项往往忽略。近年来热带海气相互作用的研究则表明，海气之间的热交换是海气耦合过程中的重要因素。本文将通过数值试验，讨论热带海洋上的热强迫过程对海洋本身和海气系统的影响以及热力和动力强迫的相互作用等问题。

二、物理模式的设计

1. 垂直分层

热带海洋温度层结在100—200m深处为斜温层，温度垂直差异很大；但在其上下的垂直方向则近似等温。而斜温层以上的海流场具有很强的垂直切变和垂直运动，最显著的表征就是在偏东信风作用下形成的位于斜温层附近窄而强的向东赤道潜流，在海表面则是向西的风吹洋流，赤道附近有很强的海水上翻运动。根据海洋的层结分布，以斜温层为界将其分为上下两层，下层流体密度为常数，并假设是静止的；

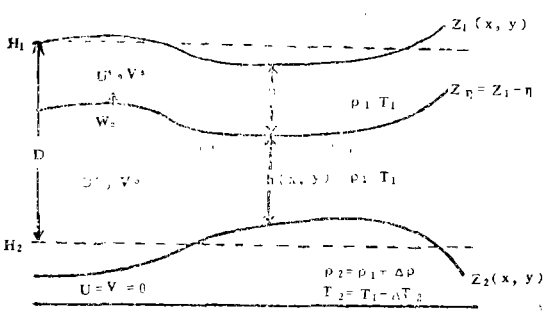


图 1　具有两个活动层的垂直分层模型

* 本文于1989年1月16日收到，1989年11月30日收到修改稿。本文是在中国科学院大气物理研究所完成的。

上层为 Boussinesq 流体，根据其运动特征分为两个活动层，表面活动层厚度为常数 η，次活动层厚度为 $h(x, y, t)$。两活动层之间有质量交换[1](图1)。

2. 控制方程

对于上层流体的运动，有如下控制方程组

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u} + w\dfrac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial z} + f\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{u} = -\dfrac{1}{\rho_1}\nabla P_1 + Ar\dfrac{\partial^2 \boldsymbol{u}}{\partial z^2} + A_H\nabla^2\boldsymbol{u} \\ \dfrac{\partial P_1}{\partial t} + \rho_1 g = 0 \\ \dfrac{\partial u}{\partial x} + \dfrac{\partial v}{\partial y} + \dfrac{\partial w}{\partial z} = 0 \\ \dfrac{dT}{dt} = Q \\ \rho_1 = \rho_0[1 - \alpha(T - T_0)] \end{cases} \tag{1}$$

下面对控制方程组进行简化处理，记 $q^s = \eta^{-1}\int_{z_2}^{z_1} q\,dz$，$q^b = h^{-1}\int_{z_2}^{z_1} q\,dz$，

$\hat{q} = (h+\eta)^{-1}\int_{z_2}^{z_1} q\,dz = (h+\eta)^{-1}(hq^b + \eta q^s)$。

在 $z = z_\eta$ 处，

$$w(z_\eta) = \frac{dz_\eta}{dt} + w_e = w(z_1) + w_e \tag{2}$$

w_e 是流体穿越 $z = z_\eta$ 界面的质量交换，应用连续方程和(2)得

$$w_e = w(z_\eta) - w(z_1) = \int_{z_\eta}^{z_1}\nabla\cdot\boldsymbol{u}\,dz = \nabla\cdot(\eta\boldsymbol{u}^s)$$

又由连续方程 $z_2 \to z_\eta$ 积分有

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\nabla\cdot(h\boldsymbol{u}^b + \eta\boldsymbol{u}^s) \tag{3}$$

对热力方程求垂直积分得

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \hat{u}\frac{\partial T}{\partial x} + \hat{v}\frac{\partial T}{\partial y} + \hat{w}\frac{\Delta T_z}{h+\eta} = Q \tag{4}$$

其中 $\Delta T_z = T_1 - T_2$，为上下两层的温度差。取边界条件 $z = z_1$ 处，$w(z_1) = 0$，由连续方程可将 $\hat{w}$ 写成

$$\hat{w} = \frac{1}{h+\eta}\left[\frac{1}{2}\nabla\cdot(h\boldsymbol{u}^b + \eta\boldsymbol{u}^s) + \nabla\cdot(\eta\boldsymbol{u}^s) - \frac{1}{2}\boldsymbol{u}^b\cdot\nabla h\right] \tag{5}$$

记

$$R_x = \frac{\partial u}{\partial t} + \boldsymbol{u}\cdot\nabla v + w\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial t} + \nabla\cdot(u\boldsymbol{u}) + \frac{\partial}{\partial z}(uw)$$

$$R_y = \frac{\partial v}{\partial t} + \boldsymbol{u}\cdot\nabla u + w\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial u}{\partial t} + \nabla\cdot(v\boldsymbol{u}) + \frac{\partial}{\partial z}(wv)$$

$$\boldsymbol{R} = R_x\boldsymbol{i} + R_y\boldsymbol{j}$$

设在表层 $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{u}^s + \boldsymbol{u}_1^s$，在次层 $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{u}^b + \boldsymbol{u}_1^b$，且 $\boldsymbol{u}_1^s$ 和 $\boldsymbol{u}_1^b$ 均为相对小量。

$$\int_{z_\eta}^{z_1} R_x dz = \frac{\partial}{\partial t}\int_{z_\eta}^{z_1} u\,dz - \left[u(z_1)\frac{\partial z_1}{\partial t} - u(z_\eta)\frac{\partial z_\eta}{\partial t}\right] + \nabla\cdot\int_{z_\eta}^{z_1} u\boldsymbol{u}\,dz$$

$$-[u(z_1)\boldsymbol{u}(z_1)\cdot\nabla z_1-u(z_\eta)\boldsymbol{u}(z_\eta)\cdot\nabla z_\eta]$$
$$+w(z_1)u(z_1)-w(z_\eta)u(z_\eta)$$
$$=\frac{\partial}{\partial t}(\eta u^s)+\nabla\cdot(\eta u^s\boldsymbol{u}^s)-w_e u(z_\eta)-\nabla\cdot[\eta(u_1^s\boldsymbol{u}_1^s)^s]$$

同理 $$\int_{z_\eta}^{z_1}R_y dz=\frac{\partial}{\partial t}(\eta v^s)+\nabla\cdot(\eta v^s\boldsymbol{u}^s)-w_e v(z_\eta)+\nabla\cdot[\eta(v_1^s\boldsymbol{u}_1^s)^s]$$

将以上两式中最后一项均作为微项略去，且设

$$\boldsymbol{u}(z_\eta)=\frac{1}{2}(\boldsymbol{u}^s+\boldsymbol{u}^b)$$

则
$$\frac{1}{\eta}\int_{z_\eta}^{z_1}\boldsymbol{R}dz=\frac{\partial\boldsymbol{u}^s}{\partial t}+(\boldsymbol{u}^s\cdot\nabla)\boldsymbol{u}^s+\frac{w_e}{2\eta}(\boldsymbol{u}^s-\boldsymbol{u}^b)\tag{6}$$
$$\frac{1}{h}\int_{z_2}^{z_\eta}\boldsymbol{R}dz=\frac{\partial\boldsymbol{u}^b}{\partial t}+(\boldsymbol{u}^b\cdot\nabla)\boldsymbol{u}^b+\frac{w_e}{2h}(\boldsymbol{u}^s-\boldsymbol{u}^b)\tag{7}$$

又记 $z_1=H_1+\eta_1$，$z_2=H_2+\eta_2$，$D=H_1-H_2$。其中 H_1，H_2 分别为无运动时上下两层上界面的高度，D为无运动时上层流体的厚度，η_1，η_2 为两个界面的扰动高度。由静力平衡近似，可将上下两层中的压力写成

$$\begin{cases}P_1=\rho_1 g(H_1-z)+\rho_1 g\eta_1+P^\circ\\ P_2=\rho_1 g D+\rho_2 g(H_2-z)+P_2^1(x,y,t)+P^\circ\end{cases}\tag{8}$$

其中 P°为海表大气压力，设为常数。在上下两层的分界面 $z=z_2$ 上，压力连续，并假设下层流体满足静力平衡且无运动$\nabla p'=0$，由此导出

$$\nabla\eta_1=\frac{\Delta\rho}{\rho_2}\nabla h-\frac{1}{\rho_2}(\eta_1-\eta_2)\nabla\rho_1\tag{9}$$

其中 $\Delta\rho=\rho_2-\rho_1$。令垂直坐标零点取在 $z=z_2$ 上，由(8)、(9)及状态方程，记 $g'=\frac{\Delta\rho}{\rho_2}g$，可得

$$\frac{1}{\eta}\int_{z_\eta}^{z_1}\left(-\frac{1}{\rho_1}\nabla P_1\right)dz=-g'\nabla h+\left(\frac{\eta}{2}+\eta_1-\eta_2\right)g\alpha\nabla T\tag{10}$$
$$\frac{1}{h}\int_{z_2}^{z_\eta}\left(-\frac{1}{\rho_1}\nabla P_1\right)dz=-g'\nabla h+\left(\frac{h}{2}+\eta+\eta_1-\eta_2\right)g\alpha\nabla T\tag{11}$$

对运动方程求垂直积分，并利用(6)、(7)，(10)、(11)，得到两个活动层的运动方程

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\boldsymbol{u}^s}{\partial t}+(\boldsymbol{u}^s\cdot\nabla)\boldsymbol{u}^s+\dfrac{w_e}{2\eta}(\boldsymbol{u}^s-\boldsymbol{u}^b)+fk\times\boldsymbol{u}^s\\ \qquad=-g'\nabla h+\left(\dfrac{\eta}{2}+\eta_1-\eta_2\right)g\alpha\nabla T+\dfrac{\tau_0}{\eta}-\dfrac{K}{\eta}(\boldsymbol{u}^s-\boldsymbol{u}^b)+A_H\nabla^2\boldsymbol{u}^s\\ \dfrac{\partial\boldsymbol{u}^b}{\partial t}+(\boldsymbol{u}^b\cdot\nabla)\boldsymbol{u}^b+\dfrac{w_e}{2h}(\boldsymbol{u}^s-\boldsymbol{u}^b)+fk\times\boldsymbol{u}^b\\ \qquad=-g'\nabla h+\left(\dfrac{h}{2}+\eta+\eta_1-\eta_2\right)g\alpha\nabla T+\dfrac{K}{h}(\boldsymbol{u}^s-2\boldsymbol{u}^b)+A_H\nabla^2\boldsymbol{u}^b\end{cases}\tag{12}$$

上两式中已假设 $\tau=A_v\frac{\partial\boldsymbol{u}}{\partial z}$，且 $\tau(z_1)=\tau_0$，$\tau(z_\eta)=K(\boldsymbol{u}^s-\boldsymbol{u}^b)$，$\tau(z_2)=K\boldsymbol{u}^b$。这里

$K=Ar/H_0$，H_0 为混合长参数。

将变量分解为时间平均量与扰动量之和的形式，$\boldsymbol{u}=\overline{\boldsymbol{u}}+\boldsymbol{u}'$，$T=\overline{T}+T'$，$h=H+h'$。这时 $h'=\eta_1-\eta_2$，$\mathrm{D}=H+\eta$，$\hat{\boldsymbol{u}}\simeq D^{-1}(H\boldsymbol{u}^b+\eta\boldsymbol{u}^s)$。假设 $\overline{u}=\overline{v}=0$，由(3)、(4)、(5)、(12)即可得到小扰动方程组。又记 $\gamma=\eta/D$，$\hat{u}=r\boldsymbol{u}^s+(1-r)\boldsymbol{u}^b$，$\tilde{u}=r(\boldsymbol{u}^s-\boldsymbol{u}^b)$，对小扰动方程进行变换，取赤道 β 平面近似(略去'′')、可得

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\tilde{u}}{\partial t}+\beta y\boldsymbol{k}\times\tilde{u}=-\dfrac{\eta}{2}g\alpha\nabla T+\dfrac{\tau_0}{\eta}-\dfrac{K}{D(1-r)}\left(\dfrac{1}{r}+r\right)\tilde{u}\\ \qquad+\dfrac{rK\hat{u}}{D(1-r)}+A_H\nabla^2\tilde{u}\\ \dfrac{\partial\hat{u}}{\partial t}+\beta y\boldsymbol{k}\times\hat{u}=-g'\nabla h+\dfrac{D}{2}g\alpha\nabla T+\dfrac{\tau_0}{D}-\dfrac{K}{D}(\hat{u}-\tilde{u})+A_H\nabla^2\hat{u}\\ \dfrac{\partial h}{\partial t}+D\nabla\cdot\hat{u}=0\\ \dfrac{\partial T}{\partial t}+\hat{u}s_x+\hat{v}s_y+\Delta\overline{T}_z\left[\left(\dfrac{1}{2}+r\right)\nabla\cdot\hat{u}+(1-r)\nabla\cdot\tilde{u}\right]=Q\end{cases}$$

其中 $s_x=\dfrac{\partial\overline{T}}{\partial x}-\dfrac{\Delta\overline{T}_z}{2}\dfrac{\partial H}{D\partial x}$，$s_y=\dfrac{\partial\overline{T}}{\partial y}-\dfrac{\Delta\overline{T}_z}{2}\dfrac{\partial H}{D\partial y}$。

将方程无量纲化。记 $t=t^*t'$，$(x,y)=L(x',y')$，$\tau_0=\tau^*\tau'$，$(\hat{u},\tilde{u})=U(\hat{u}',\tilde{u}')$，$h=H^*h'$，$T=T^*T'$。热带斜压海洋运动有其内在的空间和时间尺度，$t^*=(c\beta)^{-\frac{1}{2}}$，$L=(c/\beta)^{\frac{1}{2}}$，$c=(g'D)^{\frac{1}{2}}$。扰动的尺度与海洋受到的外界动力强迫相关。取各变量的量纲为

$$U=\frac{\tau^*}{D\beta L},\quad H^*=\frac{\tau^*L}{c^2},\quad T^*=\frac{L\Delta\overline{T}_z\tau^*}{D^2g'}$$

得到无量纲的小扰动控制方程组(略去'′')

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\tilde{u}}{\partial t}+y\boldsymbol{k}\times\tilde{u}=-\gamma\lambda\nabla T+\tau-\dfrac{K^*}{1-\gamma}\left(\dfrac{1}{\gamma}+\gamma\right)\tilde{u}+\dfrac{K^*\gamma}{1-\gamma}\hat{u}+A_H^*\nabla^2\tilde{u}\\ \dfrac{\partial\hat{u}}{\partial t}+y\boldsymbol{k}\times\hat{u}=-\nabla h+\lambda\nabla T+\tau-K^*(\hat{u}-\tilde{u})+A_H^*\nabla^2\hat{u}\\ \dfrac{\partial h}{\partial t}+\nabla\cdot\hat{u}=0\\ \dfrac{\partial T}{\partial t}+s_x^*\hat{u}+s_y^*\hat{v}+\left(\dfrac{1}{2}+\gamma\right)\nabla\cdot\hat{u}+(1-\gamma)\nabla\cdot\tilde{u}=Q^*\end{cases}\tag{13}$$

其中 $K^*=K/(\beta DL)$，$A_H^*=A_H/(\beta L^3)$分别为无量纲的垂直和水平粘性参数；$s_x^*=Ls_x/\Delta\overline{T}_z$，$s_y^*=Ls_y/\Delta\overline{T}_z$ 为表征温度及厚度的大尺度背景场分布的无量纲定常参数；$Q^*=DCQ/(\Delta\overline{T}_z\tau^*)$为无量纲的加热函数。

另一个无量纲数 λ 与密度扰动对运动的影响有关。由于上层流体是非均质的，温度扰动将引起密度分布不均匀而导致流体运动，它与由于厚度场分布不均匀引起的浅水运动共同反映了压力场对流场的作用。在此压力表示为 $P=h-\lambda T$，对应于有量纲形式为 $P=\rho_1g'h-\dfrac{1}{2}T\alpha\rho_1gD$，这时两种具有重力波特征的波速分别为 $c=(g'D)^{\frac{1}{2}}$ 和

$c_s=\left(\frac{1}{2}Dg\alpha\Delta\bar{T}_z\right)^{\frac{1}{2}}$。$\lambda$ 即为这两种波速之比：

$$\lambda=\frac{c_s^2}{c^2}=\frac{\alpha\Delta\bar{T}_z}{2}\frac{g}{g'}=\frac{\alpha\Delta\bar{T}_z}{2}\frac{\rho_2}{\rho_2-\rho_1}\approx\frac{\alpha\Delta\bar{T}_z}{2}\frac{1}{\alpha\Delta\bar{T}_z+K\Delta\bar{P}_x}<\frac{1}{2}$$

当没有风应力强迫时，两个活动层速度矢之差 $\tilde{u}$ 即为热成流，是温度水平分布不均匀导致的运动，具有特征波速 $c_c'=\left(\frac{1}{2}\eta g\alpha\Delta\bar{T}_z\right)^{\frac{1}{2}}$，且 $c_c'<c_s<c$，在这里称 $\tilde{u}$ 为斜压流。与之对应，两个活动层平均流场 $\hat{u}$ 则是在压力梯度作用下的运动，可称之为正压流。

表面活动层是海表厚度为常数 η 的一薄层，相当于 Ekman 混合层。根据 Ekman 理论，混合层厚度为 $D_E(2A\gamma/f)^{\frac{1}{2}}$，其值向赤道递增。本文中取 $\eta=50\text{m}(\gamma=\eta/D=0.25)$。该层内流场可写成：

$$\boldsymbol{u}^s=\left(\frac{1}{\gamma}-1\right)\tilde{u}+\hat{u}$$

可见，$\boldsymbol{u}^s$ 主要由 $\tilde{u}$ 表达。

3．参数值的选取

模式中各参数的取值为：

$\beta=2.25\times10^{-13}\text{cm}^{-1}\text{s}^{-1}$	$\Delta\bar{T}_z=5℃$
$g=980\text{cms}^{-2}$	$s_x=0$
$g'=2\text{ cms}^{-2}$	$s_y=0$
$K=0.0015\text{cms}^{-1}$	$\eta=5000\text{cm}$
$A_H=2\times10^7\text{cm}^2\text{s}^{-1}$	$D=20000\text{cm}$
$\tau^*=0.5\text{dyncm}^{-2}$	$\alpha=2\times10^{-4}/℃$

对应于以上的参数值，$L=298\text{km}$，$t^*=41.5\text{h}$，$c=200\text{cm/s}$，$c_s=100\text{cm/s}$，$c_s'=50\text{cm/s}$，$\lambda=0.25$，$\gamma=0.25$。

三、差分方案及初、边值条件

1．有限差分格式

本文的计算模式采用具有二阶精度的中央差半隐式经济格式，并适当插入向前差分格式，以消除计算波扰动。计算求解的水平区域为

$$o\leqslant x\leqslant5.6\times10^3\text{km}$$
$$-2\times10^3\text{km}\leqslant y\leqslant2\times10^3\text{km}$$

网格分辨率为 $\Delta x=80\text{km}$，$\Delta y=50\text{km}$，共 70×90 个网格点，变量采用 c 网格分布。时间步长为 2 h。

2．边界条件和初始条件

东西边界是海岸，取 $\boldsymbol{u}^s=\boldsymbol{u}^b=0$；南北边界为开边界，采用辐射边界条件[2]。在数值试验中，初始时刻各变量的扰动均取零值。

四、数值试验结果分析

1. 热力强迫下的赤道海洋运动

热强迫是通过作用于温度及压力场而导致流体运动的，因而在没有风应力的情况下，讨论热强迫的影响，可看到热带海洋内部流场与压力及温度场相互作用而表现出来的运动特征。通常，由于蒸发耗热等原因，热带是海洋的热汇区。给定一个有限区域的热汇

$$Q^*(x,\ y)=Q_o\cos\left(\frac{x-x_o}{2L_x}\pi\right)\exp\left(-\frac{y^2}{2}\right)$$

其中 Q_o 为强迫源性质及强度参数，Lx 为强迫源在 x 方向的半径，x_o 为强迫源中心距西边界的距离。取 $Q_o=-1.0$，$L_x=500$ km，$x_o=2100$ km，且 $\tau=0$。

因该区域耗热降温，密度及压力增大，从而出现水平辐散，使局地高度和温度下降，扰动通过波动过程向外传播。从图 2 可见，积分到 100 天各要素场基本稳定时，热汇处对应着温度负距平中心，分布特征主要由 Kelvin 波和 Rossby 波所决定，在此东传的 Kelvin 波波速与 c_s' 相近，扰动离开赤道迅速衰减，而西传的 Rossby 波波速约为 Kelvin 波的 $\frac{1}{3}$，且扰动在赤道两侧较强，向赤道减弱。压力场扰动为正距平（图略），与温度场有相似的分布廓线，不同在于，压力扰动的传播较快（其 Kelvin 波速由 c 和 c_s 合成），热汇影响已传到了边界上，并在东边界激发出向南北传播的 Kelvin 波。由上下两个活动层的流场分布（图略），可见热汇强迫下，表层流体向热汇中心辐合，海水下沉，在次活动层辐散。水平流场与温度或压力场（表面流与温度场、次层流与压力场）相关，流体顺梯度方向运动，柯氏力仅使其在赤道以外有一定的偏转，流场有显著的辐合辐散特征。

2. 动力强迫下的赤道海洋运动

赤道地区在正常情况下盛行东风，其强度在赤道两侧减弱，且在纬圈上的分布也是非均匀的，为便与热强迫对比，假设一个与热汇分布和强度（无量纲）相同的东风强迫源

$$\tau_x(x,\ y)=\tau_o\cos\left(\frac{x-x_o}{2L_x}\pi\right)\exp\left(-\frac{y^2}{2}\right)$$

其中 τ_o 为纬向风的强度及方向参数，取 $\tau_o=-1.0$，$L_x=500$ km，$x_o=2100$ km，且 $Q^*=0$，$\tau_y=0$。对于这样的风应力分布，在强迫源的东部，海水在风驱动下向西流并加速，引起辐散上升运动，因而温度下降，在强迫源西部情况相反，故东、西两侧分别对应着温度负、正扰动中心，并激发出 Rossby 波和 Kelvin 波。在强迫源内，两个波相向传播，对应着各要素场均有较大的梯度。同时赤道上的流体在东风强迫下向西流，形成表面离赤道的 Ekman 漂流，引起赤道上海水上翻、温度下降，故温度场在强迫区内赤道上有小槽向西伸展（图 3）。

不同于热强迫是通过压力扰动使流体运动从而温度扰动总与压力扰动呈反位相的，在风驱动下形成的温度、厚度及压力扰动场的正负距平分布区域是同位相的。这时表层流场在风应力为零或很小的区域受温度梯度的作用，而在风强迫区，流场形势由风应力决定。次层的流动则主要受压力场控制。同时在赤道以外的区域，伴随流体的径向运动，

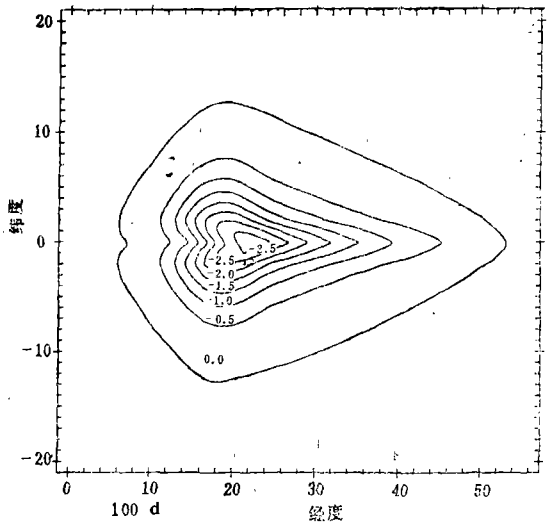


图 2 热带海洋对局地热汇线性响应的扰动温度场分布

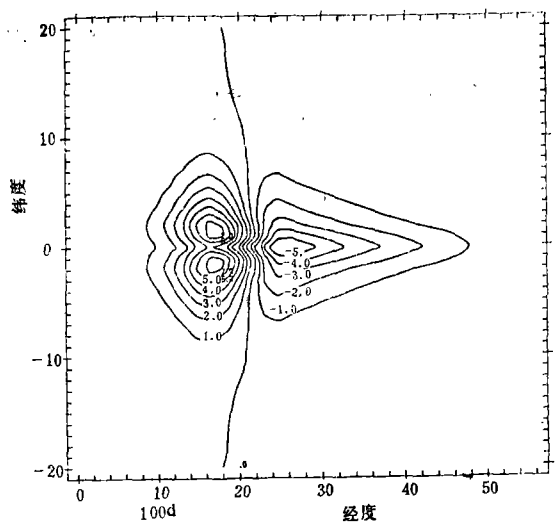


图 3 热带海洋对局地东风线性响应的扰动温度场分布

有地转涡度变化，由位涡守恒导致各流场有一定的涡旋分布。

从两个活动层流场的配置(图略)可见，这时赤道上存在一个纬向环流圈，表层受风应力和温度梯度作用向西流，在强迫源西侧辐合下沉，次层流体在压力梯度作用下向东流，Rossby 波和 Kelvin 波的传播速度不同，决定了这个环流圈相对强迫中心是不对称的，西侧上升流窄而强，东侧则较弱。另外，在强迫源对应的经度附近，还有一个经圈环流，表层是离赤道的 Ekman 漂流，次层流体向赤道辐合，在赤道上海水上翻。

3. 动力和热力强迫对热带海洋的相对影响

分析控制方程组(13)中的运动方程和热力方程可知，热力强迫 Q^*的作用与 λ 有关。试验也表明，若 $\Delta\overline{T}$,增大而其他参数不变，则 λ 增大,这时热强迫的作用增强,扰动及其传播速度均增大。然而,λ总是小于$\frac{1}{2}$,在无量纲形式下,若给定热强迫和风强迫有相同的强度,则前者的作用小于后者。比较图 2、图 3 可见,由于扰动同样在 Rossby 波和 Kelvin 波作用下传播,两种强迫下扰动发展的外廓线形式相似,然而热强迫造成的扰动强度小于风强迫。

另一方面,实际海洋上 $Q\sim-7\times10^{-4}\times4.1868\mathrm{J/cm^2\cdot s}$的热汇，作用于大气成为热源,可使海面上 400 m高的单位面积空气柱每日增温 5 ℃左右,对应于无量纲数仅为$Q^*\sim-5.6\times10^{-2}$;而前述热汇强迫试验中取$Q^*=-1.0$,回到有量纲数为$Q=-1.2\times10^{-2}\times4.1868\ \mathrm{J/cm^2\cdot s}$。即热强迫试验中所取的热汇强度已比实际海洋上的热汇强度大10^2倍。由此可知,大气的风应力强迫直接决定着海洋中的运动，而热力强迫对海洋本身的直接影响非常小，可忽略不计。

4. 热力强迫通过海气反馈过程对海洋的影响

Bjerknes(1966)曾指出 El Nino 与南方涛动之间有密切关系，近年来的大量研究工

作更证实了热带海气相互作用对热带乃至全球大气和海洋运动的重要影响，ENSO 就是其突出反映，Philander(1984)提出了不稳定热带海气相互作用理论，解释 ENSO 的发展和传播机制。

海气系统主要是通过海水蒸发以潜热形式交换热量的，SST 高值中心通常蒸发最强且有感热输送，可以认为它对应着海洋的热汇中心、即大气热源，使大气增温、局地气压降低，由此产生的辐合风场作用于海洋，又引起海流场辐合，海水下沉局地温度增高，从而维持并增强对大气的热强迫。可见这是一个正反馈过程，而热汇对海洋本身影响很小，因此，海洋或大气扰动可以通过这种反馈增长，并在波动作用下传播，形成热力和动力强迫下的海气环流系统。在这样的耦合过程中，海洋热强迫的作用就非常重要了。

一个海洋热汇[$O(Q^*)\sim O(10^{-2})$]，作用于大气即为热源(无量纲尺度 $O(Q_a)\sim O(1)$)，大气响应时间远小于海洋的特征时间，因此可认为大气立即适应，由此产生的风场可由无量纲定常方程组

$$\begin{cases} \varepsilon u_a - \dfrac{1}{2} y v_a = -\dfrac{\partial p_a}{\partial x} \\ \varepsilon v_a + \dfrac{1}{2} y u_a = -\dfrac{\partial p_a}{\partial y} \\ \varepsilon p_a + \dfrac{\partial u_a}{\partial x} + \dfrac{\partial v_a}{\partial y} = -Q_a \end{cases}$$

表示。在此 ε 为常值小量，时间和空间尺度分别为 $(2\beta c_a)^{-\frac{1}{2}}$，$(c_a/2\beta)^{\frac{1}{2}}$，$c_a=\sqrt{gH_a}$。假设 ε 很小且强迫源的纬向尺度远大于 2ε，对局地热源

$$Q_a = \cos\left(\frac{x-x_o}{2L_x}\pi\right)\exp\left(-\frac{1}{4}y^2\right) \qquad |x-x_o|<L_x$$

可求得分别代表东传的 Kelvin 波和西传的 Rossby 波的解(Gill, 1980)[3]，并得到

$$u_a = \frac{1}{2}[q_0(x)+q_2(x)(y^2-3)]\exp\left(-\frac{1}{4}y^2\right)$$

$$v_a = \left[\cos\left(\frac{x-x_o}{2L_x}\pi\right)+4\varepsilon q_2(x)\right] y\exp\left(-\frac{1}{4}y^2\right)$$

其中 $q_0(x)$，$q_2(x)$ 的分布分别为(记 $k=\pi/2Lx$)

$$\begin{cases} (\varepsilon^2+k^2)q_0 = 0 & x-x_o<-L_x \\ (\varepsilon^2+k^2)q_0 = -\varepsilon\cos k(x-x_o)-k\{\sin k(x-x_o)+\exp[-\varepsilon(x-x_o+L_x)]\} & |x-x_o|<L_x \\ (\varepsilon^2+k^2)q_0 = -k\{1+\exp(-2\varepsilon L_x)\}\exp[\varepsilon(L_x+x_o-x)] & x-x_o>L_x \end{cases}$$

$$\begin{cases} (q\varepsilon^2+k^2)q_2 = -k[1+\exp(-6\varepsilon L_x)]\exp[3\varepsilon(x-x_o+L_x)] & x-x_o<-L_x \\ (q\varepsilon^2+k^2)q_2 = -3\varepsilon\cos k(x-x_o)+k\{\sin k(x-x_o)-\exp[3\varepsilon(x-x_o+L_x)]\}. & |x-x_o|<L_x \\ (q\varepsilon^2+k^2)q_2 = 0 & x-x_x>L_x \end{cases}$$

由此，将海洋热强迫通过大气反馈产生的风应力(无量纲)写成 $\boldsymbol{\tau}=\boldsymbol{u}_a/|\boldsymbol{u}_a|_{\max}$。

正常年份，在印度洋及赤道西太平洋是 SST 高温区，有大量蒸发潜热输送到大气中，同时该区域对应着 Walker 环流上升支，使潜热释放大气加热，太平洋上盛行东风。因此，首先在本文所取的区域西部设一个海洋热汇($L_x=1000$ km，$x_o=1000$ km)，求出在此热强迫下的大气辐合风场($\varepsilon=0.1$)所对应的风应力分布如图 4 a 所示。在这样的风应力

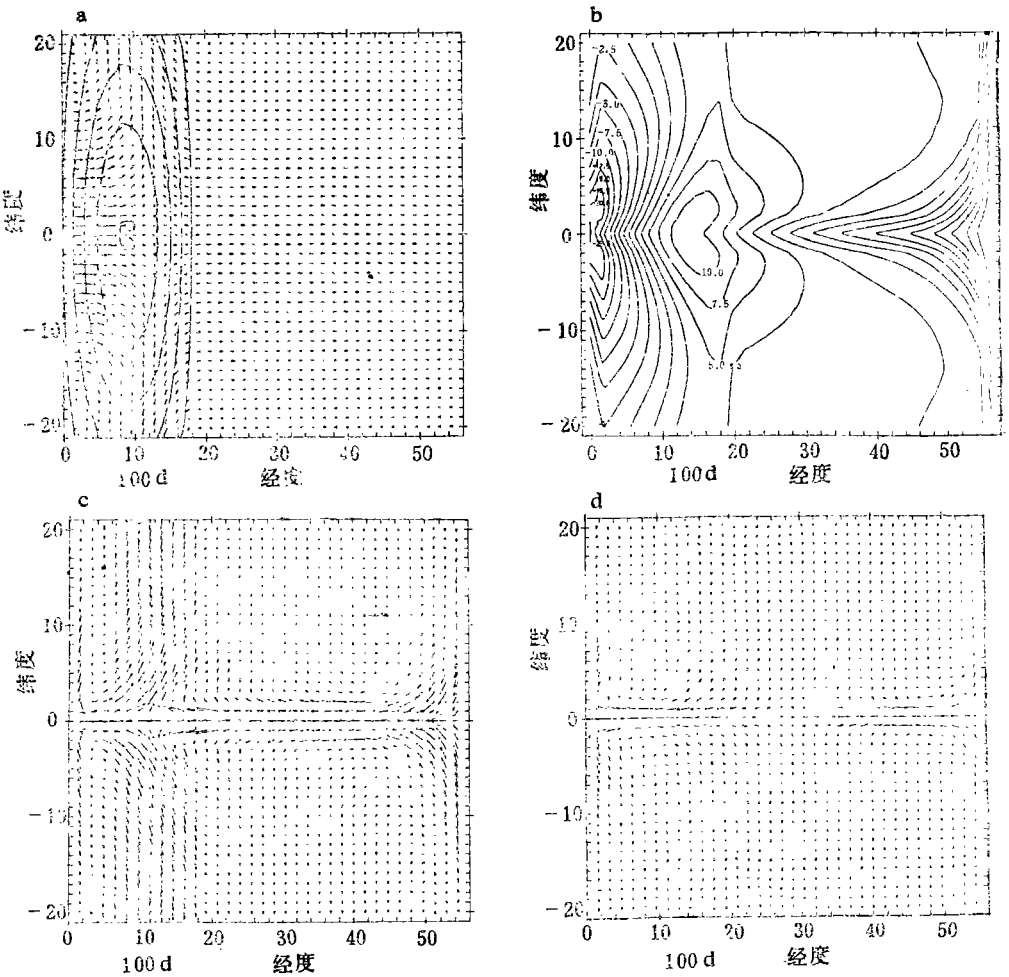


图 4 对大洋西部热汇，在大气反馈的风应力强迫下海洋的线性响应
(a热汇及大气响应的耦合风场分布，b扰动温度场，c表面流场u^s，d次层流场u^b)

强迫下，海水向热汇区辐合，在东西边界有辐散，由此激发出波动，随着 Kelvin 波和 Rossby 波的传播，建立起全区域的扰动分布。将此风应力 $\tau(x,y)$ 代入方程(13)进行时间积分，到 100 天时（图 4 b），温度正负扰动中心与海水辐合辐散中心对应，Kelvin 波使扰动东传，故辐合中心位于热汇东侧。大洋东部赤道上的 Ekman 经向辐散，形成温度槽。热汇东西两侧赤道上分别有闭合的纬向环流圈，海水在热汇附近辐合下沉，在东西边界上翻，大洋中、东部表层为向西急流，次层是向东潜流。另外东部还存在径向环流圈，海水在赤道上翻，表面有向极的漂流，次层为向赤道的补偿流。可见试验得到的大洋中、东部的环流形势和温度分布与实际的赤道太平洋正常年份的运动趋势相符。

如果由于某种原因破坏了海气系统这种平衡，例如整个赤道太平洋上的东风减弱，则赤道太平洋东部温度和斜温层深度将增加[4]，对大气的潜热输送加强，对应平衡状态，相当于在赤道东太平洋有一个海洋热汇，正反馈机制可以使这样的一个小扰动不稳定发展至环流形势完全改变，赤道东太平洋 SST 迅速增高，Walker 环流反向，赤道太平洋低空

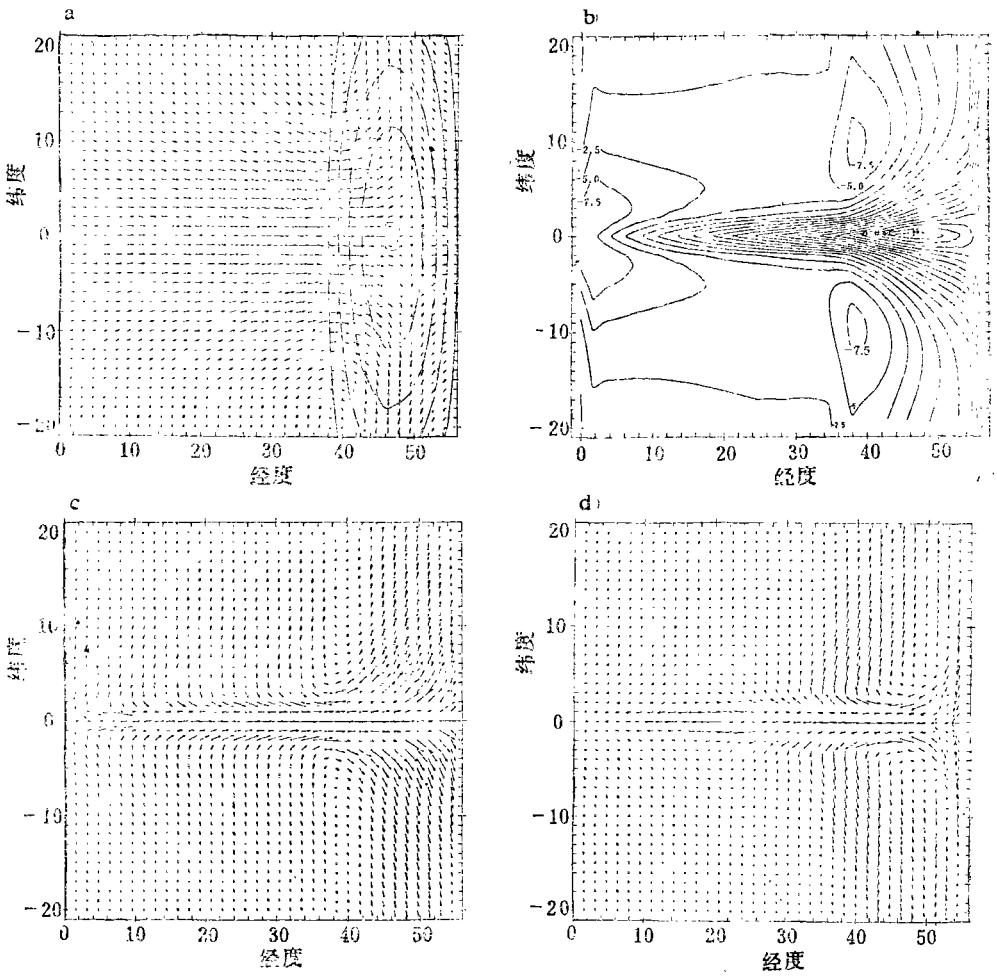


图 5　对大洋东部热汇，在大气反馈的风应力强迫下海洋的线性响应
(a热汇及大气响应的辐合风场分布，b扰动温度场，c表面流场u^s，d次层流场u^b)

盛行西风，也就是 ENSO 现象发生。

又设模式中的区域东部有一个尺度和强度与前面相同的热汇（$L_x=1000$ km，$x_o=4600$ km），求出对应的大气反馈风应力见图 5 a。对应于这样的风强迫，温度场出现东高西低的形势，赤道上有很强的正距平扰动（中心强度达 +3.75℃），高脊从东边界一直伸展到西部（图 5 b），海表层流场形成赤道上的向东急流和赤道两侧方向与西部热强迫时相反的水平涡旋（图 5 c），次层流场在压力场控制下，赤道上为向西流（图 5 d）。这时，赤道上的纬向环流圈和大洋中的经向环流均与西部热强迫时反向。这一试验得到的结果与大多数的 ENSO 发生时，首先在赤道东太平洋秘鲁沿岸迅速增温，并向西传的现象，在形势上是一致的。

五、结　　语

1．海水密度远大于空气，大气风场作为一个体力作用于海洋，直接决定着海洋表层

的运动并通过波动影响整个大洋内的海水运动。

2．由于海水热容量大，热力强迫与动力强迫相比对海洋本身的直接影响很小，可忽略。

3．在海气相互作用的耦合系统中，海气界面热交换影响大气运动并引起风应力扰动作用于海洋，可形成正反馈机制，这时热强迫成为影响大气和海洋运动的重要因素，对海气环流平衡状态的建立和异常扰动的发展有着决定的作用。

在前面的讨论中，假设 SST 高中心对应着大气的加热源，从而海气相互作用的正反馈过程将导致小扰动增长。实际上，海气之间的热交换主要是以潜热形式进行的，暖海水处有大量蒸发潜热输送到大气中，但必须使湿空气上升凝结，才能将潜热释放出来，因此海气作用的正反馈机制必须有大气中大尺度辐合上升运动来启动，故只有当 $ITCZ$ 移动接近赤道东太平洋，同时该处海水增暖，$ENSO$ 才有发生发展的条件。Philander(1983)就曾分析了季节环流与 $ENSO$ 发展的密切关系[5]。

用本文的模式研究海气相互作用对海洋的影响时，由海洋热强迫对应求得大气的响应风场而得到的风应力 τ，在积分过程中是常值，这是对实际海气耦合过程的近似处理，通过这种方法，用简单的海洋模式，说明海洋热强迫在海气相互作用中对海洋运动的作用机制。要更真实地模拟海洋-大气间动力、热力强迫过程，还需进一步设计完全的海气耦合模式，更好地描述海气相互作用机理。

参 考 文 献

[1] Cane, Mark A., The response of an equatorial ocean to simple wind stress patterns, *J. Mar. Res.* **37**, 1, 233-252, 1979.
[2] 廖洞贤，数值天气预报原理及其应用，210，气象出版社，1986。
[3] Gill, A. E., Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quart. J, Roy. Meteor. Soc.*, **106**, 447-462, 1980.
[4] Julian McCreary, Eastern Tropical Ocean Response to Changing Wind Systems: with Application to El Niño, *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 632-645, 1976.
[5] Philander, S. G. H., El Niño Southern Oscillation phenomena, *Nature*, **302**, 245-301, 1983.

NUMERICAL EXPERIMENT OF THE INFLUENCES OF HEAT AND WIND STRESS ON THE EQUATORIAL OCEAN CIRCULATION

She Fengning
(*Nanjing Institute of Geography & Limnology, Academia Sinica*)*
Chao Jiping Wang Lizhi
(*National Research Center for Marine Environment Forecasts, SOA*)

Abstract

A time-dependent linear model on the equatorial beta plane is developed in this papar. Its vertical structure consists of two active layers above the thermocline with equal density and temperature and a quasi-quiescent with constant density layer below the thermocline.

The results of numerical experiment show that the direct influence of heat on the equatorial ocean is much smaller than that of wind stress. Nevertheless, through the tropical ocean-atmosphere interaction, the thermal forcing can result in the change of wind stress so that it is of determinant effect on the epuilibrium and anomalous development of the ocean-atmosphere circulation.

* This paper was completed in Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica.