

# 混合 Rossby 惯性重力波致 Lagrange 余流\*

王 凡

吴德星 冯士筭 侍茂崇

(中国科学院海洋研究所 青岛 266071)

(青岛海洋大学海洋环境学院 青岛 266003)

**提要** 基于在一个连续层化条件下热带海洋波动的弱非线性动力学系统中建立的最低阶 Lagrange 余流动力学模型及由此导出的赤道波致 Lagrange 余流的一般解, 导出了混合 Rossby 惯性重力波第一斜压模态导致的最低阶 Lagrange 余流的表达式。从中发现, 该波可产生纬向、经向和铅垂方向的 Lagrange 余流, 其中水平分量与赤道中、东太平洋表层流速的年平均值 (约 5cm/s) 同量级; 纬向和铅垂向余流关于赤道正对称, 经向余流关于赤道反对称, 在赤道上为零, 因而不会造成跨赤道的质量净输运; 余流量值不但与零阶波的振幅平方成正比, 与零阶波的频率也有关系; 有振幅变化的混合波所导致的 Lagrange 余流的经向结构与无振幅变化波致余流不同。定性分析了该波致余流对赤道中、东太平洋环流与 SST 的影响, 初步揭示该余流的年际变化有利于赤道中、东太平洋 El Niño 事件的发展。

**关键词** 混合 Rossby 惯性重力波 波致 Lagrange 余流

**学科分类号** P731.2

混合 Rossby 惯性重力波是赤道海洋所独有的一种波动, 近年来时有发现。例如, 在热带中、东太平洋, 卫星、海平面资料与浮标资料显示 SST 和流速存在周期在 15—45 天的向西传播的不稳定波, 并具有与 El Niño 事件相关联的年际变化 (Legeckis, 1977; Philander *et al*, 1985; Halpern *et al*, 1988; Chiswell *et al*, 1989; Perigaud, 1990; 王凡等, 1999a)。有关该波之动量、热量通量的资料分析结果表明, 该通量对海洋上混合层产生的纬向动力强迫和经向加热量分别与驱动热带海洋准定常环流的气候平均风应力和热带海洋的气候平均外部加热量相当 (Hansen *et al*, 1984; Bryden *et al*, 1989; Lukas, 1987)。这意味着该类赤道海洋波动的非线性效应, 如波致余流所导致的动量、热量通量, 对气候平均热带海洋环流及水温分布与变化有显著的贡献作用。因此, 对混合 Rossby 惯性重力波致余流及其热量、质量输运过程的研究具有特殊的重要性。

迄今为止, 国际上这方面研究大多局限于资料分析, 缺乏对有关动力学过程的理论探讨, 基于 Lagrange 时均观点的波致余流研究更是未见报道。有关研究结果表明, 相比于长期以来赤道海洋环流理论所应用的 Euler 时均观点, Lagrange 时均观点可以更为合理地描述和确定与波动相关联的海洋环流及其输运过程 (冯士筭, 1988; 王凡等, 1999b)。在 Lagrange 平均概念基础上, 研究混合 Rossby 惯性重力波致余流及其热量、质量输运过程是

\* 国家自然科学基金资助项目, 49576276号。王 凡, 男, 出生于1967年1月, 博士, 研究员, Email: goalis@ms.qdio.

必要的。

连续层化热带海洋波动的弱非线性系统(王凡等, 1998)中的最低阶 Lagrange 余流动力学模型及其一般解已被建立(王凡等, 1999)。在上述研究基础上, 本研究得到了混合 Rossby 惯性重力波第一斜压模态导致的最低阶 Lagrange 余流的表达式, 研究其动力学性质, 并结合实测结果分析其对环流与 SST 年际变化的影响。

## 1 混合 Rossby 惯性重力波

热带海洋波动弱非线性动力学系统的零阶摄动解是满足赤道线性自由陷波定解问题的线性赤道波(王凡, 1995)<sup>1)</sup>。其中混合 Rossby 惯性重力波第一斜压模态所满足的频散关系式为(Moore *et al.*, 1977):

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c_1} - \frac{\beta}{\omega_0} \quad (1)$$

其中,  $k_0$ 、 $\omega_0$  分别为波数、频率, 其对应的水平流速  $u$ 、 $v$  和压强  $p$  表达式为

$$\begin{aligned} v^0 &= V\psi_1\phi_0\cos\theta_0e^{-k_1x} \\ u^0 &= -V\psi_1\phi_1\frac{\omega_0}{\sqrt{2\beta c_1}}\sin\theta_0e^{-k_1x} \\ p^0 &= -V\psi_1\phi_1\frac{c_1\omega_0}{\sqrt{2\beta c_1}}\sin\theta_0e^{-k_1x} \end{aligned} \quad (2)$$

其中, 上标“0”代表零阶波解;  $V$  为流速振幅;  $\theta_0 = k_0x - \omega_0t$ ;  $k_1$  为复波数  $k = k_0 + ik_1$  的虚部, 表征混合波传播过程中的振幅衰减, 它近似满足(王凡等, 1995)<sup>1)</sup>

$$k_1 = \frac{A}{c_1^2} \left( \frac{1}{c_1} + \frac{\beta}{\omega_0^2} \right) \quad (3)$$

其中,  $A$  被假定为一与湍粘性有关的常数, 满足  $\gamma(z) = \kappa(z) = A/N_b^2(z)$  (McCreary, 1980)。

描述混合 Rossby 惯性重力波垂直结构的一阶斜压模态  $\psi_1$  属于满足 Sturm-Liouville 特征值问题  $\left( \frac{1}{N_b^2} \psi_{nz} \right)_z + \frac{1}{c_n^2} \psi_n = 0$  (当  $z = 0, -D$  时,  $\psi_{nz} = 0$ ) 的正交完备特征函数族  $\{\psi_n\}$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ),  $c_n$  为相应的特征值和斜压模态之内重力波速。该特征值问题可用 WKB 近似方法求解(Gill, 1982), 解得  $\psi_1$  的表达式为:

$$\psi_1(z) = Z(z) \cos \frac{\int_{-D}^z N_b dz}{c_1} \quad (4)$$

其中,  $c_1 = \frac{\int_{-D}^0 N_b dz}{\pi}$ ;  $Z(z) = \left( \frac{N_b(z)}{N_b(0)} \right)^{1/2}$ ;  $N_b$  为 Brunt-Vaisala 频率。

描述混合波径向结构的是归一化了的零阶和一阶 Hermite 函数, 它们属于满足 Weber

1) 王凡, 1995. 弱非线性连续层化赤道海洋波动对特定风强迫响应和波致 Lagrange 余流理论初探, 青岛海洋大学博士学位论文

方程  $v_{yy} + (\alpha_m - y^2)v = 0$  ( $\lim_{|y| \rightarrow \infty} v = 0$ ) 的正交完备特征函数族  $\{\phi_m\}$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ),  $\alpha_m$

$= 2m + 1$  为相应的特征值 (Philander, 1990)。其表达式为:

$$\phi_0(\eta_1) = \pi^{-1/4} e^{-\eta_1^2/2}, \quad \phi_1(\eta_1) = 2^{1/2} \pi^{-1/4} \eta_1 e^{-\eta_1^2/2} \quad (5)$$

其中,  $\eta_1 = \frac{y}{\sqrt{c_1/\beta}}$ 。

混合 Rossby 惯性重力波所对应的铅垂向流速  $w$  以及所引起的水质点位移  $\xi$  可进一步表达为:

$$\begin{aligned} w^0 &= \frac{V\omega_0\phi_1}{\sqrt{2\beta c_1}} \left( \frac{\omega_0}{c_1} \cos\theta_0 - k_l \sin\theta_0 \right) \int_{-D}^z \psi_1 dz' e^{-k_l x} \\ \xi^0 &= \frac{V}{\sqrt{2\beta c_1}} \psi_1 \phi_1 \cos\theta_0 e^{-k_l x}; \quad \eta^0 = -\frac{V}{\omega_0} \psi_1 \phi_0 \sin\theta_0 e^{-k_l x} \\ \xi^0 &= -\frac{V\phi_1}{\sqrt{2\beta c_1}} \left( \frac{\omega_0}{c_1} \sin\theta_0 + k_l \cos\theta_0 \right) \int_{-D}^z \psi_1 dz' e^{-k_l x} \end{aligned} \quad (6)$$

## 2 混合 Rossby 惯性重力波致 Lagrange 余流解

连续层化赤道海洋最低阶 Lagrange 余流基本方程组的波致 Lagrange 余流一般解可写为如下形式 (注意, 此处压强  $p$  已被除以海水平均密度  $\rho_0$ ) (王凡等, 1999b)

$$\begin{pmatrix} u_L \\ v_L \\ w_L \\ \langle p^1 \rangle \end{pmatrix} (x, y, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n(z) \begin{pmatrix} u_{Ln} \\ v_{Ln} \\ w_{Ln} \\ \langle p^1 \rangle_n \end{pmatrix} (x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n(z) \sum_{m=0}^{\infty} \phi_m(\eta_n) \begin{pmatrix} u_{Lnm} \\ v_{Lnm} \\ w_{Lnm} \\ \langle p^1 \rangle_{nm} \end{pmatrix} (x) \quad (7)$$

其中,  $\bar{u}_L$  和  $\langle p^1 \rangle$  分别代表最低阶 Lagrange 余流和余水位;  $\phi_m(\eta_n)$  是  $n$  阶斜压模态上的  $m$  阶经向模态。该一般解表明, 零阶波动的第  $i, j$  阶斜压模态的非线性耦合对一阶模型产生第  $i+j$  阶和第  $|i-j|$  阶斜压模态上的强迫, 所导致的一阶运动和相关的余流属于第  $i+j$  阶和第  $|i-j|$  阶斜压模态。对混合 Rossby 惯性重力波的一阶斜压模态而言, 仅可以产生正压模态和第二斜压模态上的余流。由于能量守恒的缘故,  $n=0$  即正压模态的情形不予考虑。因此, 下面所导出的混合 Rossby 惯性重力波一阶斜压模态所导致的最低阶 Lagrange 余流表达式仅限于  $n=2$  的情形。其中 Lagrange 余流的经向分量为:

$$v_{Ln} = \sum_{m=0}^{\infty} \phi_m(\eta_n) v_{Lnm} = - \sum_{m=0}^{\infty} \phi_m(\eta_n) \frac{F_{nm}}{c_n^2(2k_l + \lambda_1)(2k_l + \lambda_2)} \quad (8)$$

这里,  $F_{nm} = V^2 e^{-2k_l x} [(A_1 + B_1)y\phi_0^2 + (A_2 + B_2)y\phi_1^2 + (A_3 + B_3)y\phi_0\phi_2 + (A_4\phi_0\phi_1 + A_5\phi_1\phi_2 + A_6\phi_0\phi_3)A_7 + B_4\phi_0\phi_1 + B_5\phi_1\phi_2 + B_6\phi_0\phi_3]_m$  (9)

其中,  $[ ]_m = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \phi_m d\eta_n}{\int_{-\infty}^{\infty} \phi_m^2 d\eta_n}$ ; 各系数的表达式分别为:

$$A_1 = -\frac{\beta A}{4c_1^2} \left( \frac{3}{2c_1} + \frac{k_0}{\omega_0} \right), \quad A_2 = -\frac{\beta A}{4c_1^3} \left( \frac{3\omega_0 k_0}{\beta} + \frac{\omega_0^2}{2\beta c_1} - 1 \right), \quad A_3 = \frac{3\beta A}{4\sqrt{2}c_1^3},$$

$$A_4 = \frac{\beta - 2\omega_0 k_0}{2\sqrt{2}\beta c_1} A, \quad A_5 = \frac{2\omega_0 k_0 + \frac{\beta}{2}}{2\sqrt{\beta}c_1} A, \quad A_6 = \frac{-\sqrt{3}\beta}{4\sqrt{\beta}c_1} A, \quad A_7 = \frac{1}{4c_n^2} - \frac{c_n^2}{c_1^4} \quad (10)$$

为与混合波振幅衰减无关的系数;另外,

$$B_1 = -\frac{\beta}{2} c_n^2 A_7 k_l, \quad B_2 = \frac{\omega_0}{\beta} \left( k_0 + \frac{\omega_0}{c_1} \right) B_1 + \frac{\omega_0 k_0}{8} k_l, \quad B_3 = -\sqrt{2} B_1,$$

$$B_4 = \left( \frac{8\beta}{c_1} - \frac{\beta^2}{\omega_0^2} - \frac{7\omega_0^2}{2c_1^2} \right) \frac{c_n^4}{\sqrt{2}\beta c_1 c_1^2} k_l + \frac{c_n^4 \omega_0 k_0}{2\sqrt{2}\beta c_1 A} k_l^2, \quad (11)$$

$$B_5 = \left( \frac{7\omega_0^2}{\beta c_1} - \frac{19}{2} \right) \frac{c_n^4 \beta}{2\sqrt{\beta}c_1 c_1^3} k_l - \frac{c_n^4 \omega_0 k_0}{2\sqrt{\beta}c_1 A} k_l^2, \quad B_6 = -c_n^4 \beta \frac{3\sqrt{3}}{4\sqrt{\beta}c_1 c_1^3} k_l$$

为与零阶混合波振幅衰减有关的系数。容易看出,当  $k_l = 0$  时,  $B_1 = B_2 = \dots = B_6 = 0$ , 即为无振幅衰减的混合波致 Lagrange 余流的特例。

对应的纬向余流分量为:

$$u_{Ln} = \sum_{m=0}^{\infty} \phi_m(\eta_n) \sqrt{\frac{\beta}{c_n}} \left[ \frac{\sqrt{\frac{m+1}{2}} v_{Lm+1}}{\left( \frac{A}{c_n^3} + 2k_l \right)} + \frac{\sqrt{\frac{m}{2}} v_{Lm-1}}{\left( \frac{A}{c_n^3} - 2k_l \right)} \right] + \frac{\frac{A}{c_n^4} \pi_{1n} - 2k_l \pi_{3n}}{\frac{A^2}{c_n^6} - 4k_l^2} \quad (12)$$

利用(7)式和以下关系式,可以很容易地求得  $\langle p^1 \rangle_n$  和  $w_{Ln}$ :

$$\langle p^1 \rangle_{nm} = -\frac{1}{2c_n} \left( e^{\frac{A}{c_n^3} x} \int F_{pnm} e^{-\frac{A}{c_n^3} x} dx - e^{-\frac{A}{c_n^3} x} \int F_{pnm} e^{\frac{A}{c_n^3} x} dx \right), \quad w_{Ln} = -u_{Lnm} - \sqrt{\frac{\beta}{c_n}} [v_{Ln}]_m \quad (13)$$

综合式(8)~(12)的结果,混合 Rossby 惯性重力波第一斜压模态导致的最低阶 Lagrange 余流有如下几个特点。

(1) 产生纬向、经向和铅垂方向的 Lagrange 余流;(2)根据偶数阶经向模态结构函数关于赤道正对称,奇数阶关于赤道反对称的特征,由式(8)、(9)所表达的经向余流关于赤道反对称,在赤道上为零,表明混合波在最低阶意义上不会造成跨赤道的质量净输运;(3)根据纬向余流和铅垂向余流表达式(12)、(13),纬向和铅垂向余流关于赤道正对称,在赤道上达极值点,但不一定为最大值;(4)余流量值不但与零阶波的振幅平方成正比,与零阶波的频率也有关系,这是由于混合波是一频散波的缘故;(5)有振幅衰减的混合波所导致的 Lagrange 余流的经向结构与无振幅衰减波致余流不同。

### 3 波致 Lagrange 余流特征分析

根据上面导出的混合 Rossby 惯性重力波第一斜压模态所导致 Lagrange 余流的解的具体形式,本节将结合实测数据讨论其性质。

#### 3.1 零阶波的构造和有关参数

混合 Rossby 惯性重力波流速振幅取值以经向流速为准,赤道中、东太平洋实测资料分

析结果显示(王凡等, 1999a), 混合波经向流速振幅约为 30—70cm/s, 特征值为 50cm/s。在下面的讨论中, 令  $V = 30, 50, 70\text{cm/s}$ , 对应的纬向流速振幅分别为 8.6、14、20cm/s。经向流速振幅关于赤道正对称, 在赤道最大, 而纬向流速振幅关于赤道反对称, 在  $\pm 3^\circ$  达到最大, 这是由于它们分别为零阶和一阶 Hermite 模态所控制的缘故(图 1)。在  $\pm 3^\circ$  外, 流速振幅随纬度增大而迅速衰减, 反映出赤道陷波的特点。

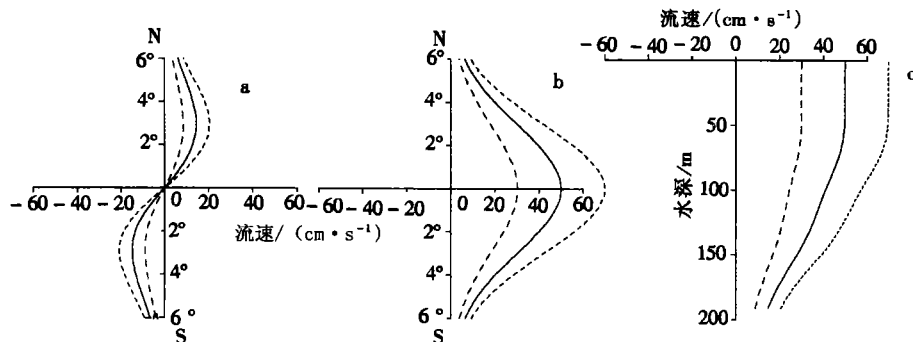


图1 混合Rossby惯性重力波第一斜压模态纬向(a)、经向(b)流速振幅的经向分布及其铅垂向分布(c)

Fig.1 Meridional distributions of E-W(a) and N-S(b) velocity amplitudes

of the first baroclinic mode of the mixed Rossby-inertia gravity wave and their vertical distribution (c)

虚线、实线、点线分别对应30cm/s、50cm/s、70cm/s的经向流速振幅 (图1—图6同)

从式(8)–(13)中可以看出, 混合 Rossby 惯性重力波致 Lagrange 余流的量值和经向结构受频率影响。本文仅以 20 天周期为例, 该频率是实测中常见的此类不稳定波的中心频率。流速振幅的铅垂向结构由第一斜压模态决定, 图 1c 是赤道中、东太平洋实测一阶斜压模态铅垂向结构廓线。如该图所示, 该波流速振幅主要被限制在 150m 以浅的深度上, 在 50m 以浅均匀, 并且在浅于 200m 的深度上振荡同相。

本文所涉及的各项参数的定义、符号和取值见表 1。

表1 混合Rossby惯性重力波有关参数的符号与量值

Tab.1 Parameters and their signals and values of the mixed Rossby-inertia gravity wave

参数名称	符号	量值	参数名称	符号	量值
内重力波速	$c_1$ (一阶斜压模态)	244cm/s	波周期	$T_0$	20d
	$c_2$ (二阶斜压模态)	144cm/s	频率	$\omega_0$	$3.63 \times 10^{-6}$ rad/s
垂直涡粘滞系数	$\gamma$	$100\text{cm}^2/\text{s}$	波数	$k_0$	$-4.83 \times 10^{-8}$ rad/cm
浮力频率	$N_B$ (混合层内)	$10^{-2}\text{s}^{-1}$	振幅衰减系数	$k_1$	$3.6 \times 10^{-9}$ rad/cm
粘性常数	$A$	$10^{-2}\text{cm}^2/\text{s}^3$	流速振幅	$V$	30, 50, 70cm/s

### 3.2 波致余流特征

由于受所属第二斜压模态(图 2)的控制, Lagrange 余流水平分量在 140m 以浅深度上同向, 在 140m 以深反向; 垂直分量则在 140m 左右最大, 在表层为零。

根据式(9)–(11)和表 1 给出的有关参数, 首先计算了前 75 阶经向模态上的  $F_{nm}$  ( $m = 0, 1, 2, \dots, 75$ )。  $F_{nm}$  基本上反映了各经向模态对经向 Lagrange 余流的贡献, 因而也反映了经向 Lagrange 余流的经向结构。计算结果如图 3 所示, 当混合波振幅不衰减时, 所导致的

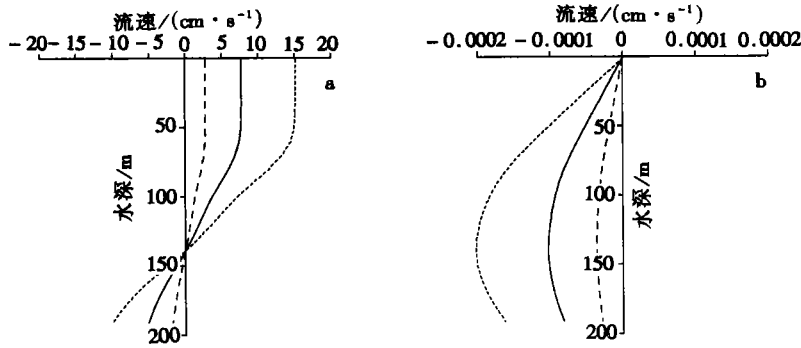


图2 余流第二斜压模态的水平分量(a)、铅垂分量(b)的铅垂向分布

Fig.2 Vertical distributions of horizontal (a) and vertical (b) components of the second baroclinic mode of the residual velocity

经向 Lagrange 余流主要是由第一和第三经向模态组成(图 3a), 其中前者贡献较大; 当混合波振幅沿群速传播方向、即由西向东衰减时, 所导致的经向 Lagrange 平均速度主要也是由第一、三经向模态组成, 但与振幅不衰减情形不同的是以第三经向模态为主(图 3b)。可以想见, 当波振幅衰减、 $B_i (i = 1, 2, \dots, 6)$  不等于零时, 余流的经向扭曲程度要比无振幅衰减时来得厉害。根据纬向余流的表达式(12), 纬向余流主要由前四阶偶数阶经向模态组成。

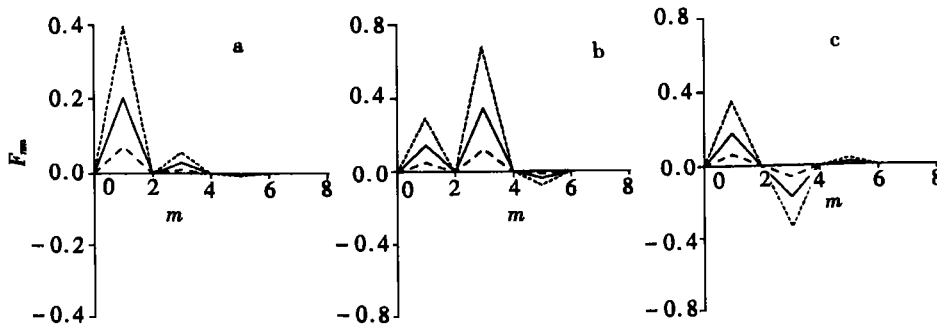


图3 波振幅无衰减(a)、振幅衰减(b)或增加(c)时各经向模态对经向余流的贡献

Fig.3 Contributions of the various meridional modes to the meridional residual velocity when the amplitude of the mixed wave remains constant(a), decreases(b) or increases(c)

在无振幅衰减情形(图 4a), 混合波在表层导致距赤道一个纬度之外的东向 Lagrange 余流和距赤道一个纬度之内的西向余流。其对应 30cm/s、50cm/s、70cm/s 三种流速振幅的东向余流分别为 0.7cm/s、2cm/s、4cm/s, 西向余流分别为 0.2cm/s、0.6cm/s、1.2cm/s。

同样在无振幅衰减情况下, 混合波在表层产生从赤道向南北两侧辐散的经向余流(图 4b)。其最大值出现在南北纬  $2.5^\circ - 3^\circ$  处, 对应三种流速振幅, 经向余流分别为 0.05、0.12 和 0.24cm/s。虽然经向流速的量值不大, 但是由于是从赤道向南北辐散, 因此, 在赤道产生了上升余流(图 4c), 量值分别为  $2.45 \times 10^{-5}$ 、 $6.67 \times 10^{-5}$ 、 $1.3 \times 10^{-4}$ cm/s, 同时在南北纬  $4.5^\circ$  产生量值分别为  $1.29 \times 10^{-5}$ 、 $3.5 \times 10^{-5}$  和  $7 \times 10^{-5}$ cm/s 的下沉余流。

当振幅衰减时(图 5a、b、c), 纬向、垂向余流在南北纬  $1^\circ$  之间分别向西和向上, 前者在

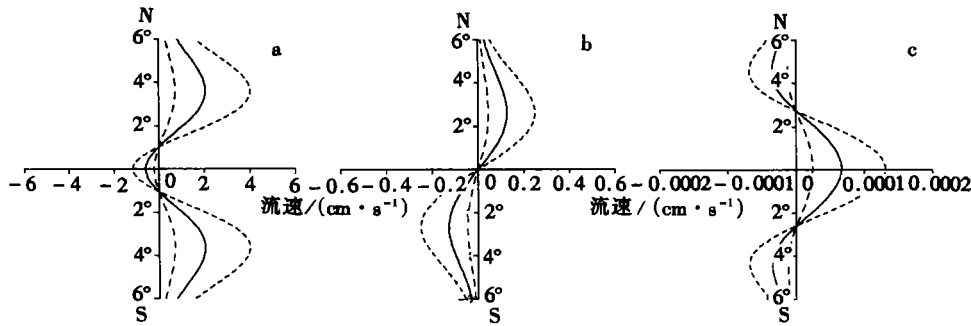


图4 振幅无衰减时混合波致 Lagrange 余流纬向(a), 经向(b), 铅垂向(c)分量的经向分布

Fig.4 Meridional distributions of the zonal(a), meridional(b) and vertical(c) components of the Lagrangian residual velocity when the amplitude of the mixed wave is constant

南北纬  $1^{\circ}$ — $3.6^{\circ}$  之间向东, 在南北纬  $4^{\circ}$  以外向西; 后者在南北纬  $1^{\circ}$ — $3^{\circ}$  之间向下而南北纬  $3^{\circ}$  以外向上。经向余流在南北纬  $2^{\circ}$  之间向赤道辐聚而在南北纬  $2^{\circ}$  之外辐散。显然, 余流各分量经向结构比无振幅衰减情形扭曲得更厉害, 尽管水平余流分量分布的总趋势相似。对应三种流速振幅, 纬向余流在赤道表层西向分量为  $0.9$ 、 $2.5$  和  $4.9\text{ cm/s}$ ; 在南北纬  $2.5^{\circ}$  表层东向分量为  $1.1$ 、 $3.1$  和  $6\text{ cm/s}$ ; 垂向余流在赤道上  $130\text{ m}$  深处向上分量为  $1.4 \times 10^{-5}$ 、 $3.9 \times 10^{-5}$ 、 $7.7 \times 10^{-5}\text{ cm/s}$ , 在南北纬  $2^{\circ}$  有向下分量  $1.8 \times 10^{-5}$ 、 $5.1 \times 10^{-5}$ 、 $1 \times 10^{-4}\text{ cm/s}$ , 引人注目的是在南北纬  $5^{\circ}$  有较强的上升余流(分别是  $4 \times 10^{-5}$ 、 $1.1 \times 10^{-5}$ 、 $2.2 \times 10^{-5}\text{ cm/s}$ )。因此振幅衰减时余流较无振幅衰减时大些, 但赤道上升余流却是无振幅衰减时较大。原因可能在于, 在波振幅相等的情况下, 振幅衰减时经向余流向赤道辐聚, 抑制了赤道上升流。

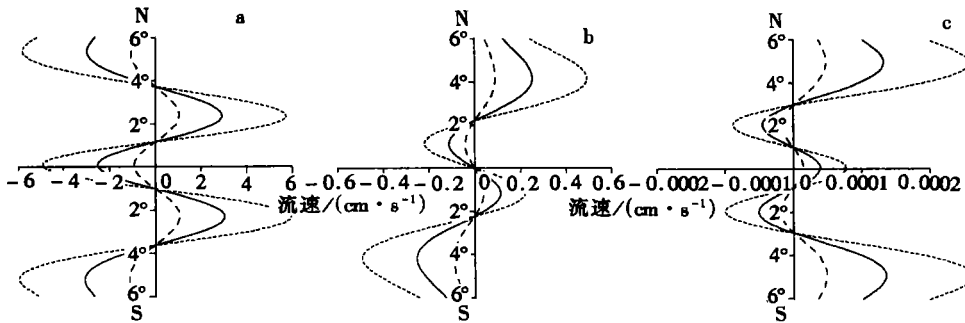


图5 振幅衰减时混合波致 Lagrange 余流纬向(a), 经向(b), 铅垂向(c)分量的经向分布

Fig.5 Meridional distributions of the zonal(a), meridional(b) and vertical(c) components of the Lagrangian residual velocity when the amplitude of the mixed wave decreases

考虑到实测资料分析结果所揭示的在  $140^{\circ}\text{W}$  至  $124^{\circ}\text{W}$  之间混合 Rossby 惯性重力波流速振幅逐步增大的事实(王凡等, 1998), 这里计算了振幅增长的混合波所导致的 Lagrange 余流。发现在这种情况下, Lagrange 余流经向结构(图 3c)仍主要受第一、三经向 Hermite 模态控制, 但比较特别的是该两模态的贡献是相反的。此时, 水平余流分量的经向分布表现了与前述振幅无衰减情形很好的相似性(图 6a, b, c)。纬向余流在赤道附近向西, 在南北纬  $2^{\circ}$  以外向东; 经向余流在赤道附近辐散, 但在南北纬  $3.6^{\circ}$  处辐聚; 赤道附近西

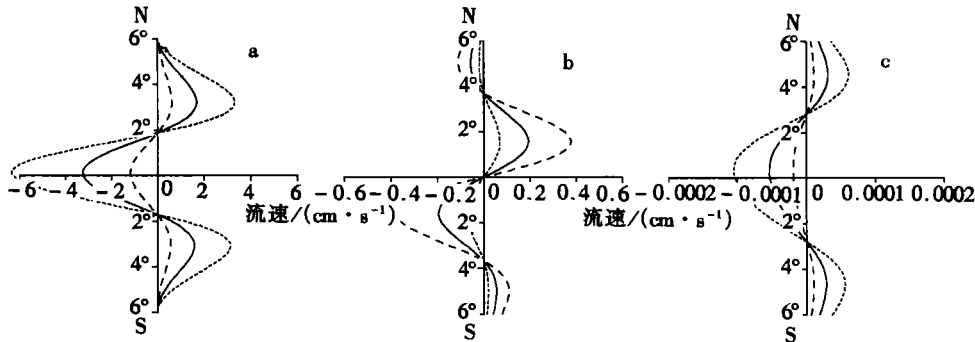


图6 振幅增加时混合波致 Lagrange 余流纬向(a), 经向(b), 铅垂向(c)分量的经向分布

Fig.6 Meridional distributions of the zonal(a), meridional(b) and vertical(c) components of the Lagrangian residual velocity when the amplitude of the mixed wave increases

向余流较前两种情形强, 对应三种流速振幅分别达 1.2、3.3 和 6.4 cm/s。与前述两种情形相比垂直余流有显著差别, 表现在赤道附近有较强的下沉余流, 分别为  $2 \times 10^{-5}$ 、 $5 \times 10^{-5}$  和  $10^{-4}$  cm/s, 在南北纬  $3^\circ$  以外则有上升余流。

特别指出, 上述余流的水平分量与赤道中、东太平洋表层流速的年平均值(约 5 cm/s)相比, 并非小量。

## 4 讨论

### 4.1 波致余流对环流的影响

观测研究结果表明, 热带太平洋上层环流表现出流向呈东西方向交替的流带特征, 在赤道附近则主要有表层向西的南赤道流( $1^\circ\text{S}$ — $4^\circ\text{N}$ )、在 100—200 m 深度上向东的赤道潜流以及微弱的赤道上升流。

由图 4a、5a、6a 知, 混合 Rossby 惯性重力波导致的 Lagrange 余流对赤道附近的南赤道流和赤道潜流均有加强作用。同时垂向余流在  $124^\circ\text{W}$ — $108^\circ\text{W}$  之间(混合波振幅衰减区)加强、在  $140^\circ\text{W}$ — $124^\circ\text{W}$  之间(混合波振幅增强区)减弱赤道上升流(图 5c、6c)。

### 4.2 波致余流对 SST 的影响

观测显示, 赤道中、东太平洋 SST 的分布特征主要是沿赤道自西向东逐渐降低、 $180^\circ$  与  $100^\circ\text{W}$  之间存在向西伸展冷舌; 海水温度垂向分布特征主要是温跃层自西向东抬升, 如在  $140^\circ\text{W}$  温跃层约 100 m 深, 而在  $110^\circ\text{W}$  其中心已抬升至 50 m 深。

同样由图 4a、5a、6a 知, 混合 Rossby 惯性重力波导致的 Lagrange 余流, 在赤道附近的向西分量会使冷舌的向西延伸有所加强, 其结果使赤道 SST 降低。垂向余流在  $124^\circ\text{W}$ — $108^\circ\text{W}$  之间加强赤道上升流, 会使 SST 进一步降低(图 5c); 在  $140^\circ\text{W}$ — $124^\circ\text{W}$  之间减弱赤道上升流, 会使 SST 有微弱升高(图 6c)。

### 4.3 波致余流在年际 ENSO 循环中的变化及其效应

年际时间尺度 ENSO 循环在海洋中表现为热带太平洋 SST 的年际变化, 反过来, SST 的变化也影响、决定着 ENSO 循环(Philander, 1990)。作为 ENSO 循环的一个位相, El Niño 发生期间, 赤道东太平洋 SST 异常升高, 与之相伴随的是向西的南赤道流与向东的赤道潜流在东太平洋减弱甚至消失, 温跃层自西向东抬升的趋势以及东太平洋冷舌减弱甚至消失, 等等。



大量观测事实表明,在 El Niño 发生之前和发生期间,赤道中东太平洋不稳定混合 Rossby 惯性重力波减弱甚至消失(Legeckis *et al*, 1983; Halpern *et al*, 1988)。与之相对应,赤道附近混合 Rossby 惯性重力波导致的与其流速振幅平方呈正比的表层向西、次表层向东的 Lagrange 余流及所产生的赤道东太平洋 SST 的降低趋势也随之显著减小,甚至消失。上述变化均有利于 El Niño 的诸如赤道东太平洋南赤道流、赤道潜流减弱及 SST 升高特征的发展。

## 5 结语

综上所述,混合 Rossby 惯性重力波可产生纬向、经向和铅垂方向的 Lagrange 余流,其中水平分量与赤道中、东太平洋表层流速的年平均值(约 5cm/s)同量级;纬向和铅垂向余流关于赤道正对称,经向余流关于赤道反对称,在赤道上为零,因而不会造成跨赤道的质量净输运;余流量值不但与零阶波的振幅平方成正比,与零阶波的频率也有关系;有振幅变化的混合波所导致的 Lagrange 余流的经向结构与无振幅变化波致余流不同;该余流的年际变化有利于赤道中、东太平洋 El Niño 事件的发展。

## 参 考 文 献

- 王凡,吴德星,1999a. 赤道中、东太平洋表层流速 20 天振荡特征分析. 海洋与湖沼,30(3):333—341
- 王凡,吴德星,冯士桢等,1998. 赤道海洋波动弱非线性动力学系统浅析. 海洋科学,3:40—42
- 王凡,吴德星,冯士桢等,1999b. 赤道海洋波致 Lagrange 余流的弱非线性动力学模型及其解. 海洋与湖沼,30(6):701—710
- 冯士桢,1988. 论浅海环流及其输运的流体动力学基础. 清华大学工程力学与工程热物理学术会议论文集. 北京:清华大学出版社,199—208
- Bryden H, Brady E, 1989. Eddy momentum and heat fluxes and their effects on the circulation of the equatorial Pacific Ocean. *J Mar Res*, 47:55—79
- Chiswell S, Lukas R, 1989. Rossby-gravity waves in the central equatorial Pacific Ocean during the NORPAX Hawaii to Tahiti shuttle experiment. *J Geophys Res*, 94:2091—2098
- Gill A E, 1982. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. New York: Academic Press, 662
- Halpern D, Knox R, Luther D, 1988. Observations of 20-day period meridional current oscillations in the upper ocean along the Pacific equator. *J Phys Oceanogr*, 18:1514—1534
- Hansen D, Paul C, 1984. Genesis and effects of long waves in the equatorial Pacific. *J Geophys Res*, 89:10431—10440.
- Legeckis R, 1977. Long waves in the eastern equatorial Pacific Ocean: a view from a geostationary satellite. *Science*, 197: 1179—1181
- Legeckis R, Pichel W, Nesterczuk G, 1983. Equatorial long waves in geostationary satellite observations and in a multichannel sea surface temperature analysis. *Bull Am Meteorol Soc*, 64:133—139
- Lukas R, 1987. Horizontal Reynolds stresses in the central equatorial Pacific. *J Geophys Res*, 92: 9453—9463
- McCreary J. Jr, 1980. Modeling wind-driven ocean circulation. Hawaii Institute of Geophysics Tech. Rep. HIG-80-3,64
- Moore D, Philander S G H, 1977. Modeling of the tropical ocean circulation. *The sea*, 6, Wiley-Interscience: 319—361
- Perigaud C, 1990. Sea level oscillations observed with Geosat along the two shear fronts of the Pacific North Equatorial Countercurrent. *J Geophys Res*, 95:7239—7248
- Philander S G H, 1990. *El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation*. New York: Academic Press, 293

Philander S G H, 1985. Long waves in the equatorial Pacific Ocean. *Eos, Trans AGU*, 66:154—155

## THE MIXED ROSSBY-INERTIA GRAVITY WAVE-INDUCED LAGRANGIAN RESIDUAL VELOCITY

WANG Fan

(*Institute of Oceanology, The Chinese Academy of Sciences, Qingdao, 266071*)

WU De-xing, FENG Shi-zuo, SHI Mao-chong

(*Marine Environmental College, Ocean University of Qingdao, Qingdao, 266003*)

**Abstract** In this study expressions of the lowest order Lagrangian residual velocity induced by the 1st baroclinic mode of the mixed Rossby-inertia gravity wave were derived from a dynamic model of the lowest order Lagrangian residual velocity and its general solution of the equatorial wave induced Lagrangian residual velocity, based on a weakly non-linear dynamic system of the continuously stratified tropical oceanic wave. It was found that the wave could induce horizontal and vertical Lagrangian residual velocity, with the horizontal components being of the same order as that of annual mean velocity (about 5 cm/s) in the upper central and eastern Pacific. The zonal and vertical residual velocity were symmetrical with respect to the equator, while the meridional residual velocity was asymmetrical, with the value being zero at the equator and would not cause net transport across the equator. The residual velocity's value was not only related in direct proportion to the square of the wave's amplitude, but also to the wave's frequency. The meridional structure of the residual velocity induced by the mixed wave with decreasing amplitude was different from that of the constant amplitude wave. Finally, qualitative analysis of the effects of the wave induced residual velocity on circulation and the sea surface temperature in the central and eastern equatorial Pacific suggested that the annual variation of the residual velocity would favor the development of the El Niño event in the central and eastern equatorial Pacific.

**Key words** Mixed Rossby-inertia gravity wave Wave induced Lagrangian residual velocity

**Subject classification number** P731.2