

文章编号: 1000-0887(2002) 07\_0707\_08

# Rossby 惯性重力孤立波与东、西太平洋副高活动的遥相关\*

张 韧<sup>1</sup>, 王继光<sup>2</sup>, 余志豪<sup>3</sup>, 蒋全荣<sup>3</sup>

- (1. 解放军理工大学 气象学院 海洋气象教研室, 南京 211101;
2. 国防科技大学 电子科学与工程学院, 长沙 410073;
3. 南京大学 大气科学系, 南京 210093)

(林建忠推荐)

**摘要:** 根据季内西太平洋副高活动异常的观测事实, 考虑夏季北太平洋地区 500hPa 层以下的有限纬带区域, 应用非线性浅水模式得到了一种孤立波。该波的产生、维持及传播与中、东太平洋副高主体的活动关系密切。通过对这类孤立波传播特征的讨论和模式大气计算分析, 发现它与夏季北太平洋副热带地区存在的位势中心的传播路径和范围比较一致, 太平洋中、东部副高主体位置和强度的变化通过这种孤立波的传播可能导致西太平洋副高出现相应的变化。

**关键词:** 副热带高压; 孤立波; 遥相关  
**中图分类号:** P433; O354      **文献标识码:** A

## 引 言

我国夏季月份的天气异常总是和西太平洋副高的异常紧密联系在一起。近年来喻世华等人对西太平洋副高位置持续偏北或持续偏南的季内异常进行了研究<sup>[1]</sup>, 发现季内西太平洋副高异常是整个北太平洋副高异常的结果, 且东太平洋副高异常先于西太平洋副高异常(约早 10 天左右)。李兴亮、喻世华<sup>[2]</sup>的研究进一步发现, 季内西太平洋副高异常和这一地区来自中、东太平洋地区持续的低频高位势中心的西传和聚集有密切关系, 副高异常年份, 东太平洋的副热带地区就象存在一个波源一样, 不断地有低频高位势中心在这里生成并向西传播, 在西太平洋沿岸偏南或偏北地区持续形成一个局地高位势区, 从而引导西太平洋副高位置持续偏南或者偏北。另外的一些研究工作<sup>[3,4,5]</sup>也发现有低频涡旋自东太平洋向西太平洋热带地区传播和汇集, 并且进一步证实这种低频高位势中心持续传播路径的偏南、偏北与季内副高异常偏南、偏北现象相一致。上述研究均表明, 自东太平洋向西太平洋持续传播的低频高位势中心和季内副高的强弱和位置变化密切相关, 因此, 这种低频位势波的传播很有可能是季内东、西太平洋副高之间遥相关的一种联结媒体。

\* 收稿日期: 2001\_07\_06; 修订日期: 2002\_03\_11

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(49975012); 高等学校骨干教师基金资助项目(3149)

作者简介: 张韧(1963—), 男, 四川峨眉人, 教授, 博士, 主要从事大气和海洋动力学研究(E-mail: zren63@sina.com)。

本文在上述研究和诊断事实基础上,拟进一步探讨这种低频位势波动产生和传播的动力学机制以及它与季内东、西太平洋副高异常活动的关系。

## 1 动力模式及数学处理

研究夏季中、东太平洋副热带区域对流层中、下层的位势高度变化及其传播特征,其水平范围为:东西向数千公里,南北向数十个纬距。此时厚度层与水平范围相比可以看作一“浅薄”流体层。取500hPa层为上界,其大气自由面高度为 $h^*(x, y, t)$ ,下界主要位于大洋之上,可忽略地形的作用,在上述条件下,可引入如下浅水模式方程组:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \\ u - fv = -g \frac{\partial h^*}{\partial x}, \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \\ v + fu = -g \frac{\partial h^*}{\partial y}, \end{array} \right. \quad (2)$$

$$\lambda \left[ \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right] h^* + h^* \left[ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] = 0, \quad (3)$$

其中 $\lambda$ 为一参数,取 $\lambda = 1, 0$ 可分别表现模式流体层有、无水平辐散的情况。取

$$\begin{aligned} h^*(x, y, t) &= H(y) + h'(x, y, t), & u(x, y, t) &= u(y) + u'(x, y, t), \\ v(x, y, t) &= v'(x, y, t). \end{aligned}$$

代入浅水模式得扰动方程组为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \\ u' + \left[ u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right] u' + g \frac{\partial h'}{\partial x} - \left[ f - \frac{\partial u}{\partial y} \right] v' = 0, \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \\ v' + \left[ u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right] v' + fu' + g \frac{\partial h'}{\partial y} = 0, \end{array} \right. \quad (5)$$

$$\lambda \left[ \left[ \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right] h' + \left[ u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right] h' + v' \frac{\partial H}{\partial y} \right] + (H + h') \left[ \frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right] = 0. \quad (6)$$

由 $\frac{\partial}{\partial x}(5) - \frac{\partial}{\partial y}(4)$ 并将其中的辐合辐散项 $\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y}$ 由(6)式中相应项代入得:

$$\begin{aligned} &\left[ \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right] \zeta' + \left[ u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right] \zeta' - \\ &\frac{\lambda}{H + h'} \left[ \zeta' + \left[ f - \frac{\partial u}{\partial y} \right] \right] \left[ \left[ \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right] h' + \right. \\ &\left. \left[ u' \frac{\partial}{\partial x} + v' \frac{\partial}{\partial y} \right] h' + v' \frac{\partial H}{\partial y} \right] + \left[ \beta - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] v' = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

取准地转滤波,则扰动涡度 $\zeta' = g \cdot \nabla^2 h' / f_0$ ,并引入Rossby变形半径 $R = \sqrt{gH} / f_0$ ,因 $H \gg h'$ 故近似取 $H + h' \approx H$ ,将上述关系代入(7)式得到均质流体准地转位涡方程:

$$\begin{aligned} f_0 R^2 \left[ \left[ \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right] \cdot \nabla^2 h' + \left[ \beta - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \frac{\partial h'}{\partial x} \right] + g R^2 J(h', \cdot \nabla^2 h') = \\ \lambda \left[ \frac{f_0}{H} R^2 \cdot \nabla^2 h' + \left[ f - \frac{\partial u}{\partial y} \right] \right] \left[ \left[ \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} \right] h' + \frac{f_0}{H} R^2 \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial h'}{\partial x} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

采用约化摄动法求解上述涡度方程,引入G-M变换,取缓变坐标系:

$$\tau = \varepsilon^{3/2} \cdot t, \quad \theta = \varepsilon^{1/2} \cdot (x - ct), \quad y = y \quad (0 < \varepsilon \ll 1, c \text{ 为该缓坐标系之移速}),$$

则

$$\frac{\partial}{\partial t} = \varepsilon^{3/2} \frac{\partial}{\partial \tau} - \varepsilon^{1/2} c \frac{\partial}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial}{\partial x} = \varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \theta}, \quad \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y},$$

将  $h'$  以小参数展开:

$h' = \varepsilon h_1 + \varepsilon^2 h_2 + \dots$  代入(8), 则得到各阶摄动问题的方程如下:

一级近似  $O(\varepsilon^{3/2})$  阶方程为:

$$\mathcal{L}[h_1] = 0,$$

二级近似  $O(\varepsilon^{5/2})$  阶方程:

$$\mathcal{L}[h_2] = -\mathcal{L}[h_1] + \mathcal{R}^2 \left[ R^2 \frac{\partial H}{\partial y} + (u - c) \right] \frac{\partial h_1}{\partial \theta} \frac{\partial^2 h_1}{\partial y^2} - gR^2 J \left[ h_1, \frac{\partial^2 h_1}{\partial y^2} \right],$$

线性算子  $\mathcal{L}_0, \mathcal{L}_1$  分别为:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0 &= \left\{ f_0 R^2 \left[ (u - c) \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (\beta - u'') \right] - \mathcal{N}(f - u') [R^2 H' + (u - c)] \right\} \frac{\partial}{\partial \theta} \\ \mathcal{L}_1 &= \left\{ f_0 R^2 \left[ \frac{\partial^3}{\partial \tau \partial y^2} + (u - c) \left( \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} + (\beta - u'') \frac{\partial}{\partial \theta} \right] - \right. \\ &\quad \left. \mathcal{N}(f - u') \left[ \frac{\partial}{\partial \tau} + (R^2 H' + u - c) \frac{\partial}{\partial \theta} \right] \right\}, \end{aligned}$$

式中  $R^2 = \frac{f_0}{H} R^2, u' = \frac{\partial u}{\partial y}, u'' = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, H' = \frac{\partial H}{\partial y}$ .

边界条件: 南北方向以  $D$  为半径, 以  $25^\circ\text{N}$  为中心取固壁边界条件,  $h' |_{y=\pm D} = 0$

先讨论一级近似方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 h_1}{\partial \theta \partial y^2} + \left\{ \frac{(\beta - u'')}{(u - c)} - \frac{\mathcal{N}(f - u')}{f_0 R^2} \left[ 1 + \frac{R^2 H'}{u - c} \right] \right\} \frac{\partial h_1}{\partial \theta} = 0, \\ h_1 |_{y=\pm D} = 0, u \neq c, \end{aligned}$$

取  $h_1 = A(\tau, \theta) h(y)$  代入上式得:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 h}{dy^2} + [\mu(y) - \nu(y)] h = 0, \\ h |_{y=\pm D} = 0, u \neq c, \end{aligned} \quad (9)$$

其中  $\mu(y) = \frac{\beta - u''}{u - c}, \nu(y) = \frac{\mathcal{N}(f - u')}{f_0 R^2} \left[ 1 + \frac{R^2 H'}{u - c} \right]$ .

若  $u(y), H(y)$  给定时, 可由上式特征方程求解特征值  $c$  和特征函数  $h$ . 但该特征值问题仅系一线性方程, 为了确定振幅  $A(\tau, \theta)$  的演变, 需进一步考虑高阶问题.

二级近似方程:

$$\mathcal{L}[h_2] = -\mathcal{L}[h_1] + \mathcal{R}^2 [R^2 H' + (u - c)] \frac{\partial h_1}{\partial \theta} \frac{\partial^2 h_1}{\partial y^2} - gR^2 J \left[ h_1, \frac{\partial^2 h_1}{\partial y^2} \right] = F. \quad (10)$$

边界条件:  $h_1, h_2 |_{y=\pm D} = 0$ , 设  $h_2 = B(\tau, \theta) h(y)$ , 并以  $h$  乘(10)式两端, 再沿  $y$  方向积

分, 利用特征值问题(9)式及边界条件  $h, h |_{y=\pm D} = 0$  以及变换  $h \frac{\partial^2}{\partial y^2} h = \frac{\partial}{\partial y} \left( h \frac{\partial h}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial h}{\partial y} h \right) + h \frac{\partial^2 h}{\partial y^2}$  可得到消奇异条件:

$$\int_{-D}^D \frac{h \cdot F}{df_0 R^2 (u - c)} dy = 0,$$

经推导整理它可表现为如下形式:

$$\int_{-D}^D \left\{ -\frac{h^2}{(u - c)} \left[ \nu(y) - \mu(y) - \frac{\mathcal{N}(f - u')}{f_0 R^2} \right] \frac{\partial A}{\partial \tau} + \right.$$

$$\left[ \frac{R^2}{f_0 R^2} \left( 1 + \frac{R^2 H'}{u-c} \right) (\mathcal{V}(y) - \mathcal{U}(y)) - \frac{g[\mathcal{V}(y) - \mathcal{U}(y)]'}{f_0(u-c)} \right] h^3 \cdot A \cdot \frac{\partial A}{\partial \theta} - h^2 \frac{\partial^3 A}{\partial \theta^3} \Bigg\} dy = 0, \quad (11)$$

其中  $[\mathcal{V}(y) - \mathcal{U}(y)]' = \frac{d}{dy}[\mathcal{V}(y) - \mathcal{U}(y)]$ , 若所取的摄动问题有效, 则强迫项  $F$  必须满足上述约束条件, 否则将会出现无穷大振幅的奇异响应<sup>[6]</sup>. 由上述消奇异条件得到的振幅  $A$  满足的方程为:

$$A\tau + P_{00}AA_0 + S_0A_{000} = 0, \quad (12)$$

$$\text{其中: } P_{00} = \int_{-D}^D \left\{ \frac{g[\mathcal{U}(y) - \mathcal{V}(y)]'}{f_0(u-c)} + \frac{\lambda}{H} \left( 1 + \frac{R^2 H'}{u-c} \right) [\mathcal{V}(y) - \mathcal{U}(y)] \right\} \cdot h^3 dy / E_0, \quad (13)$$

$$S_0 = - \int_{-D}^D h^2 dy / E_0, \quad (14)$$

$$E_0 = \int_{-D}^D \frac{h^2}{(u-c)^2} \left[ (\beta - u'') - \lambda \frac{H'}{H} (f - u') \right] dy. \quad (15)$$

求 KdV 方程(12)的行波特解: 取  $A(\tau, \theta) = A(\xi) = A(\theta - c\tau)$ ,  $\xi = \theta - c\tau$ ,  $c$  表示行波在缓变空间  $(\tau, \theta)$  中的波速<sup>[6]</sup>, 代入(12)式得到:

$$-cA\tau + P_{00}AA\tau + S_0\ddot{A} = 0,$$

其中  $A\tau = \frac{dA}{d\xi}$ , 经对  $\xi$  两次积分后得到:

$$A\ddot{A} = \frac{-P_{00}}{3S_0} \left[ A^3 - \frac{3c}{P_{00}} A^2 + g_1 A + g_2 \right], \quad (16)$$

式中  $g_1, g_2$  为积分常数. 设扰动只限于局地空间, 即  $\lim_{\xi \rightarrow \pm\infty} [A, A\tau, \ddot{A}] = 0$ , 由此行波解条件可得  $g_1, g_2 = 0$ , 则(16)变为

$$A\ddot{A} = \frac{P_{00}}{3S_0} A^2 \left( \frac{3c}{P_{00}} - A \right),$$

记  $A_0 = \frac{3c}{P_{00}}$  可得  $A\ddot{A} = \frac{c}{S_0 A_0} A^2 (A_0 - A)$ . 由该式可求得孤立波解为:

$$A = A_0 \operatorname{sech}^2 \left[ \left( \frac{c}{4S_0} \right)^{1/2} \cdot \xi \right] = A_0 \operatorname{sech}^2 \left[ \left( \frac{P_{00}A_0}{12S_0} \right)^{1/2} \cdot \xi \right]. \quad (17)$$

## 2 分析与讨论

### 2.1 存在条件

由(12)式及(13)、(14)、(15)式可得孤立波解存在的条件为:

$E_0 \neq 0, E_0 \neq 0$  的充分性条件为在区间  $[-D, D]$  内,  $(\beta - u'') - \lambda \frac{H'}{H} (f - u') \neq 0$ .  $P_{00} \neq 0$ , 否则(12)式退化为  $A\tau + S_0 A_{000} = 0$ , 这是只含频散作用的线性方程.  $S_0 \neq 0$ , 否则(12)式变为  $A\tau + P_{00}AA_0 = 0$ , 这是只含非线性项的激波方程.

$S_0 \neq 0$  的充分性条件为在  $[-D, D]$  内,  $h \neq 0$ , 即要有产生位势扰动的机制存在. 由(9)知, 制约  $h$  的主要因子有  $\beta$  效应和辐合、辐散效应  $\lambda$ , 它们可分别产生出  $h$  扰动的 Rossby 波和惯性重力波. 由此扰动机制产生出的孤立波我们称其为惯性重力孤立波.

### 2.2 波动特征

由(17)式得孤波解有意义的条件是:  $A_0 \cdot P_{00}/S_0 > 0$  或者  $c/S_0 > 0$ , 其中

$P_{00}/S_0 > 0$  时,  $A_0 > 0$ , 存在波峰型孤立波;  $P_{00}/S_0 < 0$  时,  $A_0 < 0$ , 存在波谷型孤立波。

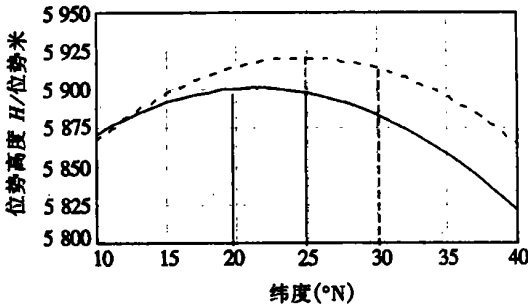
$S_0 > 0$  即  $\int_{-D}^D \frac{h^2}{(u-c)^2} \left[ (\beta - u'') - \frac{H'}{H}(f - u') \right] dy < 0$  时,  $c > 0$ , 孤立波向东传播;

$S_0 < 0$  即  $\int_{-D}^D \frac{h^2}{(u-c)^2} \left[ (\beta - u'') - \frac{H'}{H}(f - u') \right] dy > 0$  时,  $c < 0$ , 孤立波向西传播。

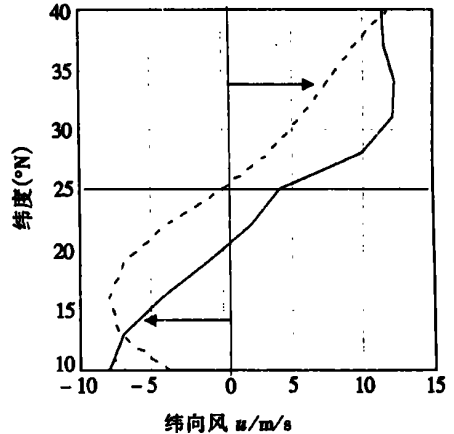
为了弄清东、西太平洋副高的遥相关现象同孤波传播过程之间究竟存在什么样的联系, 下面我们侧重讨论孤波的传播路径和传播方向以及影响和制约它们的环流条件和环境位势场条件。

记  $P = (\beta - u'') - \lambda \frac{H'}{H}(f - u')$ , 由上讨论, 孤波存在及传播的必要性约束条件可以表示为<sup>[6]</sup>:

$$P \begin{cases} > 0 \dots\dots \text{孤立波向西传播} \\ = 0 \dots\dots \text{孤立波衰减消亡} \\ < 0 \dots\dots \text{孤立波向东传播} \end{cases} \quad y \in [-D, D], \quad (18)$$



80年8月(实线), 88年7月(虚线)  
图1 150°E~150°W区域平均的500hPa  
月平均位势高度场分布



80年8月(实线), 88年7月(虚线)  
图2 150°E~150°W区域平均的  
500hPa月平均纬向风分布

其中  $P$  的第一项  $P_1 = (\beta - u'')$  和第二项  $P_2 = \lambda \frac{H'}{H}(f - u')$  分别为  $y \in [-D, D]$  区间内的正压稳定度判据和惯性稳定度判据。模式中若不考虑水平辐合辐散( $\lambda = 0$ ), 则  $P = P_1 = (\beta - u'')$ , 得到的仅为孤立 Rossby 波。孤波的传播方向完全由  $\beta$  效应与纬向基流切变之间的平衡来确定, 它要求大气系统只能是正压稳定的, 否则孤立 Rossby 波不存在, 其结果与 Long<sup>[7]</sup> 的讨论一致。

由于副高系统为动力性高压, 500hPa 以下层次存在明显的下沉辐散运动, 因此在涉及副高问题的讨论时必须考虑水平辐散项 ( $\lambda = 1$ )。与 Long 不同的是, 即使此时大气为正压不稳定, 无孤立 Rossby 波产生, 却仍可有惯性重力孤立波存在, 其传播方向及存在性由  $P_2 = \frac{H'}{H}(f - u')$  确定。实际上,  $\beta$  效应形成的孤立 Rossby 波是地球旋转大气中具有共性的波动, 而惯性重力孤立波则反映了夏季北太平洋副热带高压系统的辐散下沉动力特征, 因此也可以说太平

洋副高系统的特征天气导致了惯性重力孤立波的产生和传播,由此推知,孤波的构型和传播路径应该反映出该地区副高系统的变化,即副高强度和位置的变化会导致孤波结构和传播路径发生相应的变化。由于这种孤立波是位势高度扰动形成的波动,因此它的传播过程在天气上往往可以表现为位势中心或位势振荡的传播,它的持续西传和聚合过程将影响西太平洋副高强度和位置的变化。

### 3 孤立波传播与太平洋副高变化

选择 1980 年和 1988 年两次季节内西太平洋副高异常过程进行诊断和模式大气计算。1980 年 7 月 29 日~ 8 月 15 日期间,西太副高持续活动在  $25^{\circ}\text{N}$  以南地区,比正常年份同期平均偏南 5~ 10 个纬度,其持续偏南时间之长为近几十年少见。1988 年 7 月 1 日~ 7 月 20 日是一次西太副高持续活动在  $25^{\circ}\text{N}$  以北的过程,持续偏北时间长达 19 天,也是一次少有的副高异常活动过程。

表 1 1980 年 8 月和 1988 年 7 月个例期间孤立波传播判据量的模式大气计算值

判 据 量 纬 度	80 年个例	$P_1 = \beta - u''$	$P_2 = \frac{H'(f - u')}{H}$	$P_1 - P_2$	88 年个例	$P_1 = \beta - u''$	$P_2 = \frac{H'(f - u')}{H}$	$P_1 - P_2$
	$H$ (位势米)	$(10^{-11})/\text{ms}$	$(10^{-11})/\text{ms}$		$H$ (位势米)	$(10^{-11})/\text{ms}$	$(10^{-11})/\text{ms}$	
$50^{\circ}\text{N}$	5 714	- 4.439	- 0.138	- 4.301	5 712	- 0.905	- 0.207	- 0.698
$45^{\circ}\text{N}$	5 773	- 2.211	- 0.145	- 2.066	5 782	- 0.024	- 0.173	0.149
$40^{\circ}\text{N}$	5 821	0.004	- 0.122	0.126	5 838	0.843	- 0.130	0.973
$35^{\circ}\text{N}$	5 858	2.205	- 0.084	2.289	5 880	1.697	- 0.084	1.781
$30^{\circ}\text{N}$	5 883	4.392	- 0.042	4.434	5 907	2.536	- 0.041	2.577
$25^{\circ}\text{N}$	5 897	3.875	- 0.015	3.89	5 920	1.494	- 0.008	1.502
$20^{\circ}\text{N}$	5 900	2.601	0.004	2.597	5 918	0.838	0.012	0.826
$15^{\circ}\text{N}$	5 891	1.311	0.013	1.298	5 901	0.165	0.029	0.136
$10^{\circ}\text{N}$	5 871	0.01	0.021	- 0.011	5 870	- 0.525	0.048	- 0.573

通过查阅历史天气图资料,80 年西太副高持续偏南过程期间,中、东太平洋副高主体亦相应偏南,副高中心位置维持于  $20^{\circ}\text{N} \sim 25^{\circ}\text{N}$  之间,8 月份平均位势高度为 5 900 位势米。选择  $150^{\circ}\text{E} \sim 150^{\circ}\text{W}$  区域平均,以  $25^{\circ}\text{N}$  为中心,南、北各取 25 个纬度弧长作为边界半径的模式计算区域,根据实况资料构造得 80 年 8 月平均 500hPa 位势高度场  $H(y)$  分布如图 1 实线,纬向基流  $u(y)$  分布如图 2 实线。与 80 年个例类似,88 年西太副高持续偏北过程期间,中、东太平洋副高主体亦相应偏北,副高中心位置维持于  $25^{\circ}\text{N} \sim 30^{\circ}\text{N}$  之间,7 月份副高中心平均位势高度为 5 920 位势米。在相同的模式大气计算区域内,根据实况资料构造得 88 年 7 月平均 500hPa 位势高度  $H(y)$  分布如图 1 虚线,纬向基本气流  $u(y)$  分布如图 2 虚线。取  $\lambda = 1$ ,求得两次个例期间孤立波传播属性判据的模式大气计算结果如表 1。表 1 的计算结果表明,80 年 8 月期间在  $15^{\circ}\text{N} \sim 40^{\circ}\text{N}$  续带区域内,  $P = (\beta - u'') - \frac{H'}{H}(f - u') > 0$ ,根据判据式(18),该区域有孤波产生并向西传播,尤其在  $20^{\circ}\text{N} \sim 35^{\circ}\text{N}$  之间  $P \gg 0$ ,故该区域内孤波的向西传播特征最为显著。 $40^{\circ}\text{N} \sim 45^{\circ}\text{N}$  区间,则逐步由  $P > 0$  过渡到  $P < 0$ ,并在其间某纬度  $P \rightarrow 0$ ,因此,孤波特征在此区间

表现不明或者孤波在此区间趋于衰减。45°N 以北区域,  $P < 0$ , 故在此中、高纬孤波转为向东传播, 即40°N ~ 45°N 区间为孤波西传转向东传的过渡带。与此类似, 10°N ~ 15°N 区间为另一孤波由西传转向东传的过渡带, 不过10°N 附近,  $P_1, P_2$  两项的差值已经很小( $P \rightarrow 0$ ), 故在该过渡带及其低纬地区都不易有明显的孤波形成和传播。

88 年 7 月个例的孤波传播也有上述类似的特征。两次个例计算结果之间的差异在于: 孤波向西传播的纬带范围, 88 年个例(15°N ~ 45°N) 较 80 年个例(15°N ~ 40°N) 向北扩展了约 5 个纬度, 与此对应, 孤波最显著的西传区域(80 年 8 月为 20°N ~ 35°N, 88 年 7 月为 25°N ~ 40°N) 和东、西向传播转换的过渡带(80 年 8 月为 40°N ~ 45°N, 88 年 7 月为 45°N ~ 50°N), 88 年个例也较 80 年个例相应北抬了 5 个纬距, 如图 3。

上述计算结果与同期的天气实况有很好的对应关系, 同时与诊断事实相吻合<sup>[2,3,5]</sup>。因此可以推测, 东、西太平洋副高之间存在的同性异步的遥相关现象可能正是通过上述孤立波的传播联系起来的。其机理大致为: 中、东太平洋副高区域的动力辐散下沉和  $\beta$  效应的共同作用在扰动位势场上激发出一种向西传播的孤立波, 这种孤立波的向西传播过程可表现为位势扰动中心自中、东太平洋副热带地区向西太平洋副热带地区传播和输送, 从而引起该地区位势高度场的调整, 导致西太副高相应变化。在适定的环流背景下, 孤波形式的高位势扰动中心可持续西传并不断汇集于西太平洋区域, 使得该区域副高增强和维持。中、东太平洋副高强度 and 位置发生变化(偏南或偏北), 其激发出的孤波的路径和范围亦相应变化(偏南或偏北), 从而引起西太副高强度 and 位置亦发生相应的调整变化, 表现为西太副高亦持续偏南或持续偏北。

## 4 小 结

1) 夏季中、东太平洋副高系统的下沉辐散动力作用和  $\beta$  效应可以激发出一种 Rossby 惯性重力孤立波。该孤波的存在、结构和传播属性由北太平洋副热带地区基本风场和位势场确定。

2) 北太平洋副热带地区存在显著的孤波向西传播过程, 西传区域南北侧的热带低纬和中高纬区域, 孤波转为向东传播, 孤波的路径与东、西太平洋副高的持续位置有较好的对应关系。

3) 中、东太平洋副高异常偏南或者偏北将使其激发出的孤波西传路径亦相应偏南或者偏北, 从而导致西太平洋副高出现滞后于东太平洋副高的相应变化趋势, 即东太平洋副高的变化可以通过上述孤波的传播来实现其对西太平洋副高活动的制约和影响, 东、西太平洋副高的遥相关现象可以通过这种孤波的传播过程来加以联系和实现。

## [参 考 文 献]

- [1] 喻世华, 杨维武. 季节内西太平洋副高异常进退的诊断研究[J]. 热带气象学报, 1995, 11(3): 214—222.

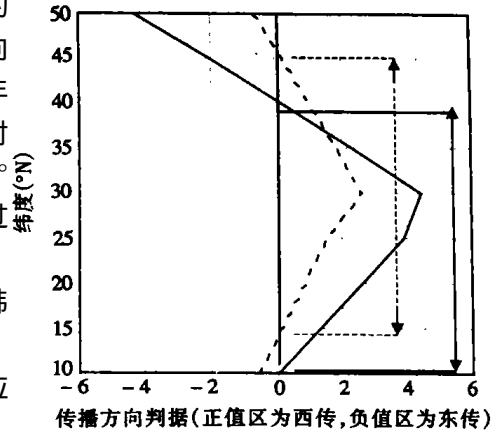


图 3 80 年 8 月个例(实线)和 88 年 7 月个例(虚线)孤立波传播路径的纬向分布

- [2] 李兴亮, 喻世华. 北太平洋低频波的传播与季内西太平洋副高异常[J]. 热带气象学报, 1996, 2(2): 171—180.
- [3] 罗坚, 喻世华. 低纬大气两类季内振荡的诊断研究[J]. 气象学报, 1995, 9(4): 199—206.
- [4] 喻世华, 张韧. 副热带高压进退机理研究[M]. 北京: 解放军出版社, 1999.
- [5] 张建文, 喻世华. 太平洋低频波汇集与西太平洋副高异常关系的诊断研究[J]. 大气科学进展, 1998, 15(3): 243—257.
- [6] 朱抱真, 金飞飞, 刘征宇. 大气和海洋的非线性动力学概论[M]. 北京: 海洋出版社, 1991.
- [7] Long R R. Solitary waves in the westerlies[J]. J Atmos Sci, 1964, 21(1): 197—200.

## Rosby Inertia Gravity Solitary Wave and the Remote Correlation Between the East and the West Pacific Subtropical High

ZHANG Ren<sup>1</sup>, WANG Ji\_guang<sup>2</sup>, YU Zhi\_hao<sup>3</sup>, JIANG Quan\_rong<sup>3</sup>

(1. Institute of Meteorology, PLA University of Sciences and Technology, Nanjing 211101, P R China;

2. Institute of Electronic Sciences and Engineering, National University of Defence Technology, Changsha 410073, P R China;

3. Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093, P R China)

**Abstract:** Based on the observational facts of seasonal abnormality of the west\_pacific subtropical high, considering a limited zonal belt under 500 hPa layer of north\_pacific subtropical area in summer, a kind of atmospheric solitary wave is found by applying a nonlinear shallow water model. The excitation, maintenance and propagation of this wave are closely correlated with the activity of middle/east\_pacific subtropical high. By discussing the propagation characters and computing the model atmospheric eigenvalue of the solitary wave, it is found that the route and range both the solitary wave and the atmospheric potential high center are comparatively identical in north\_pacific subtropical area. The middle/east\_pacific subtropical high location/intensity's normal or abnormal adjustment can possibly induce the west\_pacific subtropical high being a corresponding variation or abnormality through the propagation mechanism of the solitary wave.

**Key words:** subtropical high; solitary wave; remote correlation