

大地形与正压 Rossby 孤立波——弱 二次切变基本气流*

吕 克 利

(南京大学大气科学系)

提 要

基本气流的经向切变对 Rossby 孤立波的形成具有重要的作用,不同强度的切变形成不同的孤立波流型,可变坡度地形也是形成 Rossby 孤立波的重要因子。弱切变基本气流和坡度变化不大的地形形成的主要是经向波数为 1 和 2 的孤立波。

一、引 言

Long^[1], Redekopp 等^[2,3]讨论了 β 平面上正压斜压 Rossby 孤立波,指出基本气流的经向切变是准地转 Rossby 孤立波存在的必要条件。作者^[4]讨论了大地形的存在对形成 Rossby 孤立波的影响,指出,只要有大地形存在,即使没有基本气流的经向切变,仍有可能激发出 Rossby 孤立波,地形是形成 Rossby 孤立波的重要因子之一, Rizzoli 等^[5]也曾指出过这点。在[4]中给出的基本气流的切变是线性的,而且主要是考虑不同高度地形的影响。如果基流的切变是二次曲线形式,产生的 Rossby 孤立波流型会有什么变化?与不同坡度地形结合起来情况又会如何?这是我们下面要讨论的问题。

二、KdV 方 程

我们取准地转涡度方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x}\right) (\nabla^2 \Psi + \beta y) - \frac{f^2}{c_0^2} \frac{\partial \Psi}{\partial t} - \frac{g f}{c_0^2} J(h, \Psi) = 0 \quad (1)$$

式中 Ψ 为地转流函数, $h = h(x, y)$ 是地形高度, $c_0^2 = gH$ 。

利用行波法,即设 $\Psi = \Psi(x - ct, y)$, 并令

$$\Psi = LV\Psi', \quad (x, y) = L(x', y'), \quad \beta = \frac{V}{L^2}\beta',$$

$$c = Vc', \quad h = Dh'$$

式中带“'”的量是无因次量, c 是 Rossby 波的相速。

考虑纬向尺度大于经向尺度的波动,利用长波近似,即设

$$\xi = \epsilon^{\frac{1}{2}}x', \quad y = y'$$

式中 ϵ 是无因次纬向波数, 设为小参数。为简单起见,取 $h = \bar{h}(y)$, 并设在南北边界上

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} = 0, \text{ 则由(1)、(2)式得到}$$

* 本文于 1987 年 2 月 14 日收到, 1987 年 6 月 22 日收到修改稿。

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \frac{\partial}{\partial y} - \left(\frac{\partial \Psi}{\partial y} + c \right) \frac{\partial}{\partial \xi} \right] \left[\varepsilon \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \beta y + Mh + Fcy \right] = 0 \\ \frac{\partial \Psi}{\partial \xi} = 0, \quad y = 0, 1 \end{array} \right. \quad (3)$$

式中 $M = \frac{gf}{c_0^2} \frac{DL}{V}$, $F = \frac{f^2 L^2}{c_0^2}$ 。

令

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi(\xi, y) = - \int_0^y \bar{u}(y) dy + \varepsilon \Psi_1 + \varepsilon^2 \Psi_2 + \dots \\ c = c_0 + \varepsilon c_1 + \varepsilon^2 c_2 + \dots \end{array} \right. \quad (4)$$

式中 $\bar{u}(y)$ 是无因次纬向气流。代入(3)式, 可得最低阶(ε')近似为

$$\frac{\partial \Psi_1}{\partial \xi} \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + M \frac{dh}{dy} + Fc_0 \right) + (\bar{u} - c_0) \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial \xi \partial y} = 0 \quad (5)$$

ε^2 阶近似为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Psi_2}{\partial \xi} \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + M \frac{dh}{dy} + Fc_0 \right) + (\bar{u} - c_0) \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial \xi \partial y^2} \\ & = - \left[\frac{\partial \Psi_1}{\partial \xi} \left(\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial y^3} + Fc_1 \right) + (\bar{u} - c_0) \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial \xi^2} - \left(\frac{\partial \Psi_1}{\partial y} + c_1 \right) \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial \xi \partial y^2} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

(5) 式对 ξ, y 是可分离的, 为此设

$$\Psi_1 = A(\xi) \phi(y) \quad (7)$$

代入(5)式, 得 $\phi(y)$ 的特征值问题:

$$(\bar{u} - c_0) \frac{d^2 \phi}{dy^2} + \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + M \frac{dh}{dy} + Fc_0 \right) \phi = 0 \quad (8)$$

$$\phi(y) = 0, \quad y = 0, 1 \quad (9)$$

(8)、(9)式描述地形影响下的 Rossby 波的经向结构, 利用(6)式可以决定 $A(\xi)$ 。把(7)式代入(6)式的右端, 不考虑 $\bar{u} = c_0$ 的情况, 得到

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \Psi_2}{\partial \xi} \left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + M \frac{dh}{dy} + Fc_0 \right) + (\bar{u} - c_0) \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial \xi \partial y^2} \\ & = (\bar{u} - c_0) \phi \frac{d^3 A}{d\xi^3} + A \frac{dA}{d\xi} \left[\phi^2 \frac{d}{dy} \left(\frac{\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + M \frac{dh}{dy} + Fc_0}{\bar{u} - c_0} \right) \right] \\ & \quad - c_1 \frac{dA}{d\xi} \left[\phi \left(F + \frac{\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + M \frac{dh}{dy} + Fc_0}{\bar{u} - c_0} \right) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

(10)式存在解的条件是振幅 $A(\xi)$ 满足下面的 KdV 方程:

$$c_1 l_1 \frac{dA}{d\xi} + l_2 A \frac{dA}{d\xi} + l^3 \frac{d^3 A}{d\xi^3} = 0 \quad (11)$$

式中

$$\begin{cases} l_1 = \int_0^1 \phi^2 \frac{\left(\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + M \frac{dh}{dy} + F \bar{u}\right)}{(\bar{u} - c_0)^2} dy \\ l_2 = - \int_0^1 \frac{\phi^3}{\bar{u} - c_0} \frac{d}{dy} \left(\frac{\beta - \frac{d^2 \bar{u}}{dy^2} + M \frac{dh}{dy} + F c_0}{\bar{u} - c_0} \right) dy \\ l_3 = \int_0^1 \phi^2 dy \end{cases} \quad (12)$$

(11)式的特解是孤立子解,即

$$A(\xi) = \text{Sgn}(l_1 l_3) \text{Sech}^2(\mu \xi) \quad (13)$$

$$c_1 = -\frac{l_2}{3 l_1} \text{sgn}(l_2 l_3)$$

式中 $\mu = \left| \frac{l_2}{12 l_3} \right|^{\frac{1}{2}}$ 表示 Rossby 孤立波的陡度。

非线性孤立波是以非线性项与频散项相平衡为特征的^[6]。当不存在频散时,波动在非线性的作用下,能量不断向高频波集中而形成激波;当不存在非线性项时,波动在频散项作用下逐渐频散能量而消失。由(11)式显见, l_2 代表KdV方程中的非线性作用, l_3 表示频散作用。由(12)式易知,当不考虑地形时,如果基流没有切变,则 $l_2=0$,不可能出现孤立波,这就是Redekopp^[2]的结论:切变气流的存在是Rossby孤立波存在的必要条件。但当地形存在时,由(12)式显见,这时即使没有基流的切变,只要有地形存在, l_2 仍不为零,这样就有可能形成Rossby孤立波,当然是否形成孤立波,还要与其它条件配合适当,我们的实际计算证明了这一点。总之,可变坡度地形与切变基流一样,在形成Rossby孤立波上是重要的。Rossby孤立波在大气中的表现之一就是阻塞现象,阻塞的地理特征,说明具有地理特征的行星孤立波才能更好解释阻塞现象。可见,地形(或与切变基流共同)造成的行星尺度孤立波可更好地作为阻塞现象的一种解释。

三、弱二次切变基流上的孤立波解

设基流为弱二次切变气流,地形坡度是缓慢可变的,即取

$$\begin{cases} \bar{u} = U + \delta [k_1(y - y_0) - k(y - y_0)^2] \\ \frac{dh}{dy} = l h_y - l_1 \delta h_y (y - y_1) \\ \phi = \phi_0 + \delta \phi_1 + \dots, \quad c_0 = c_{00} + \delta c_{01} + \dots \end{cases} \quad (14)$$

式中 δ 是小参数,它表示基流的切变和地形坡度的变化是弱的。 U, h_y 都是大于零的常数,计算中取 $h_y=1$,回到有因次量,坡度为0.001,这与一般的大地形坡度相当。 k_1, k 控制基流形状, l_1, l 控制地形坡度。

(14)式代入(8)、(9)二式,得对于 ϕ 的最低阶问题为:

$$\begin{cases} (U - c_{00}) \frac{d^2 \phi_0}{dy^2} + (\beta + M l h_y + F c_{00}) \phi_0 = 0 \\ \phi_0(y) = 0, \quad y = 0, 1 \end{cases} \quad (15)$$

其解可写为

$$\phi_0 = \sin m\pi y \quad (16)$$

而

$$c_{00} = U - \frac{\beta - Mh_y + FU}{m^2\pi^2 + F} \quad (17)$$

($m=1, 2, 3, \dots$)。

(17) 式是地形和散度影响下的 Rossby 波速公式在长波近似, 弱切变, 及地形坡度缓慢变化情况下的极限情况, 与 [4] 中得到的波速公式完全相同, 就是说, 基流的弱切变不影响 Rossby 波的移速, 而地形是影响 Rossby 波移速的重要因子。地形南坡加速(减慢) Rossby 波向西(向东)移动, 北坡减慢(加速)波动向西(向东)移动, 其结果使经过大地形的长波槽呈现为东北-西南向, 甚至变为切变线, 这与实际观测结果有相似之处, 或许这可以作为长江中下游切变线形成的一种说明。

对 ϕ 的一阶问题, 有

$$\begin{cases} (U - c_{00}) \frac{d^2\phi_1}{dy^2} + (\beta + Mh_y + Fc_{00})\phi_1 \\ = [c_{01} - k_1(y - y_0) + k(y - y_0)^2] \frac{d^2\phi_0}{dy^2} + [-2k + \\ + Mh_y l_1(y - y_1) - Fc_{01}] \phi_0 \\ \phi_1(y) = 0, \quad y = 0, 1 \end{cases} \quad (18)$$

由(18)式有解的条件, 可得

$$c_{01} = \frac{1}{m^2\pi^2 + F} \left[\frac{Mh_y l_1 + m^2\pi^2 k_1 + 2ky_0 m^2\pi^2}{2} - \frac{km^2\pi^2}{3} - \frac{3k}{2} - Mh_y l_1 y_1 - m^2\pi^2(k_1 y_0 + ky_0^2) \right] \quad (19)$$

(18) 式右边非齐次项是已知的, 因此我们可求(18)式的特解形式为

$$\phi_1 = a_1(y) \sin m\pi y + a_2(y) \cos m\pi y \quad (20)$$

利用变易系数法, 经过相当长的运算, 并考虑(19)式, 得到

$$\begin{aligned} \phi_1 = & \frac{1}{4m\pi(U - c_{00})} \left\{ [Mh_y l_1 + m^2\pi^2 k_1 + 2ky_0 m^2\pi^2] \right. \\ & \left. (y - y^2) - \frac{2}{3} km^2\pi^2 (y - y^3) \right\} \cos m\pi y + \\ & + \left[\frac{k_1 m^2\pi^2 + Mh_y l_1 + 2m^2\pi^2 ky_0}{m\pi} y - m\pi ky^2 \right] \sin m\pi y \end{aligned} \quad (21)$$

现在可以计算 KdV 方程的系数。由(16)、(21)及(14)式, 经过相当长的运算, 可以从(12)式得到 l_1, l_2 与 l_3 的近似表达式为

$$\begin{aligned} l_1 = & \frac{\beta + Mh_y + FU}{(U - c_{00})^2} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{\delta}{U - c_{00}} \left[a_0 - \frac{a_3}{2} - \frac{k}{3} - \frac{k}{2m^2\pi^2} \right] \right. \\ & \left. + \frac{\delta}{2m\pi(U - c_{00})} \left[-\frac{a_3}{4m\pi} + \frac{a_4}{2m\pi} - \frac{m\pi k}{3} + \frac{k}{2m\pi} \right] \right\} \\ & + \frac{\delta}{(U - c_{00})^2} \left[\frac{a_0 - Fc_{01}}{2} - \frac{Fa_0}{2} + \frac{1}{4} (Fa_3 - Mh_y l_1) \right. \\ & \left. - Fk \left(\frac{1}{6} - \frac{1}{4m^2\pi^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (22)$$

$$l_3 = \frac{1}{2} + \frac{\delta}{m\pi(U-c_{00})} \left[-\frac{a_3}{4m\pi} - \frac{m\pi k}{6} \left(1 - \frac{3}{2m^2\pi^2} \right) + \frac{a_4}{2m\pi} - m\pi k \left(\frac{1}{6} - \frac{1}{4m^2\pi^2} \right) \right] \quad (23)$$

$$l_2 = \frac{\delta}{(U-c_{00})^3} \left[a_1 \left(\frac{4}{3m\pi} \right) - \frac{4kQ_2}{3m\pi} \right] - \frac{\delta^2}{(U-c_{00})^3} \left[Mh_y l_1 \left(\frac{4a_5}{3m\pi} \right) - a_6 a_8 \left(\frac{4}{3m\pi} \right) + \frac{4ka_5}{3m\pi} - Mh_y l_1 k \left(\frac{2}{3m\pi} - \frac{80}{27m^2\pi^2} \right) \right] - \frac{3\delta^2}{(U-c_{00})^4} \left[-\frac{4a_5 a_1}{3m\pi} + \frac{4ka_5 a_2}{3m\pi} + \frac{2a_1 a_5}{m\pi} - (ka_1 + 2ka_5 a_2) \times \left(\frac{2}{3m\pi} - \frac{80}{27m^2\pi^2} \right) + 2k^2 a_2 \left(\frac{2}{3m\pi} - \frac{40}{9m^3\pi^3} \right) \right] + \frac{3\delta^2}{3m\pi(U-c_{00})^4} \left[-(a_1 a_5 - 2ka_2 a_5 - a_1 a_4) \left(\frac{4}{9m^2\pi^2} \right) + \left(2ka_2 a_4 + \frac{2m^2\pi^2 ka_1}{3} \right) \left(-\frac{2}{3m^2\pi^2} + \frac{80}{27m^4\pi^4} \right) + \frac{4k^2 a_2}{3} \left(\frac{8}{9} + \frac{160}{27m^2\pi^2} \right) + \frac{3\delta^2}{4m\pi(U-c_{00})^4} \left[\frac{2a_1 a_4}{3m^2\pi^2} - \left(a_1 m\pi k + \frac{2ka_2 a_4}{m\pi} \right) \left(\frac{2}{3m\pi} - \frac{80}{27m^2\pi^2} \right) + 2k^2 a_2 \left(\frac{2}{3} - \frac{40}{9m^2\pi^2} \right) \right] \right] \quad (24)$$

m为奇数

$$l_2 = \frac{\delta}{(U-c_{00})^3} \left[\frac{4ka_2}{3m\pi} - \delta Mh_y l_1 k \left(\frac{2}{3m\pi} \right) + \delta \left(\frac{4ka_5}{3m\pi} \right) \right] + \frac{3\delta^2}{(U-c_{00})^4} \left[(2ka_5 a_2 + a_1 a_5 - ka_1 + 2k^2 a_2) \left(\frac{2}{3m\pi} \right) \frac{80k^2 a_2}{9m^3\pi^3} - \frac{4ka_5 a_2}{3m\pi} \right] + \frac{3\delta^2}{4m\pi(U-c_{00})^4} \left[-\frac{8ka_2 a_5}{9m^2\pi^2} - \frac{4a_1 a_4}{9m^2\pi^2} + \frac{4ka_2 a_4}{3m^2\pi^2} + \frac{4ka_1}{9} - 4k^2 a_2 \left(\frac{8}{27} + \frac{160}{81m^2\pi^2} \right) \right] + \frac{3\delta^2}{4m\pi(U-c_{00})^4} \left[\frac{4k^2 a_2}{3m\pi} - \frac{4ka_1}{9m\pi} - \frac{8ka_2 a_4}{9m^3\pi^3} \right] \quad (25)$$

m为偶数

式中

$$\begin{aligned} a_1 &= Mh_y l_1 (U-c_{00}) + (\beta + Mh_y l + Fc_{00})(k_1 + 2ky_0) \\ a_2 &= (\beta + Mh_y l + Fc_{00}) \\ a_3 &= 2(m^2\pi^2 + F)c_{01} + 3k + 2Mh_y l_1 y_1 + 2m^2\pi^2(k_1 y_0 + k^1 y_0^2) \\ a_4 &= k_1 m^2\pi^2 + Mh_y l_1 + 2m^2\pi^2 ky_0 \\ a_5 &= c_{01} + k_1 y_0 + ky_0^2 \\ a_6 &= 2k + Mh_y l_1 y_1 + Fc_{01} \\ a_7 &= (k_1 m^2\pi^2 + Mh_y l_1 + 2m^2\pi^2 ky_0) / m\pi \\ a_8 &= k_1 + 2ky_0 \\ a_9 &= k_1 y_0 + ky_0^2 \end{aligned}$$

四、计算结果

我们分别计算了基流具有不同切变，地形具有不同坡度情况下的孤立波流型。主要

结果如下:

1. 经向波数 $m=1$ 的 Rossby 孤立波流型

1) 对弱线性切变基流, 当西风基流随纬度增大时, 随着切变由 $k_1=1$ 增大到 $k_1=2$, 孤立波流型由气旋式环流变为反气旋式环流(图 1a, b), 这一反气旋式环流与天气图上的阻塞高压形势相当相似。

2) 当西风基流随纬度减小时(这相当于西风基流轴的北侧), 随着切变的增大(由 $k_1=-1$ 到 $k_1=-2$), 孤立波流型的闭合环流加强, 其流型与基流轴南侧的完全不同(图 1c, d)。

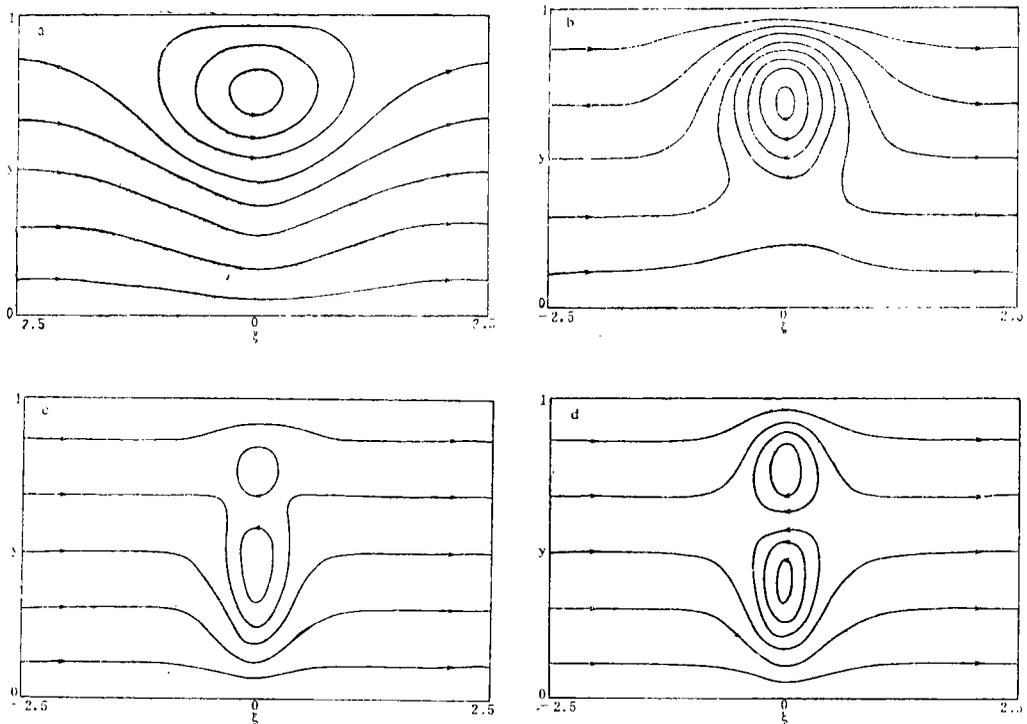


图 1 经向波数 $m=1$ 的 Rossby 孤立波流型

($U=1, \delta=0.05, e=0.4, y_0=0.5, y_1=0.5, h_y=1$;

a) $k_1=1, k=0, l=0, l_1=0$, b) $k_1=2, k=0, l=0, l_1=0$,

c) $k_1=-1, k=0, l=0, l_1=0$, d) $k_1=-2, k=0, l=0, l_1=0$)

3) 当基流切变为弱二次曲线时, 只要切变相对来说较强($k=4$), 仍有可能得到阻塞高压环流(图 2 a), 由此可见基流的二次切变的重要性了。

4) 地形对 Rossby 孤立波流型有重要影响, 这一点我们曾经指出过^[4]。但在那里地形坡度只取一种情况。不同地形坡度对孤立波流型的影响从图 2 b, c, d 中可以清楚看到。对地形北坡, 地形坡度可变性的考虑, 使孤立波流型明显增陡, 强度变强(图 2 c)。图 2 d 是只有可变化地形坡度时的孤立波流型, 易见, 即使基流没有经向切变, 只要有可变化坡度的地形存在, 仍有可能产生孤立波流型。Redekopp 等^[2]的结论“基流的经向切变是 Rossby 孤立波存在的必要条件”是不完全的, 这一点在前一文中我们指出过, 但没有得到流型。

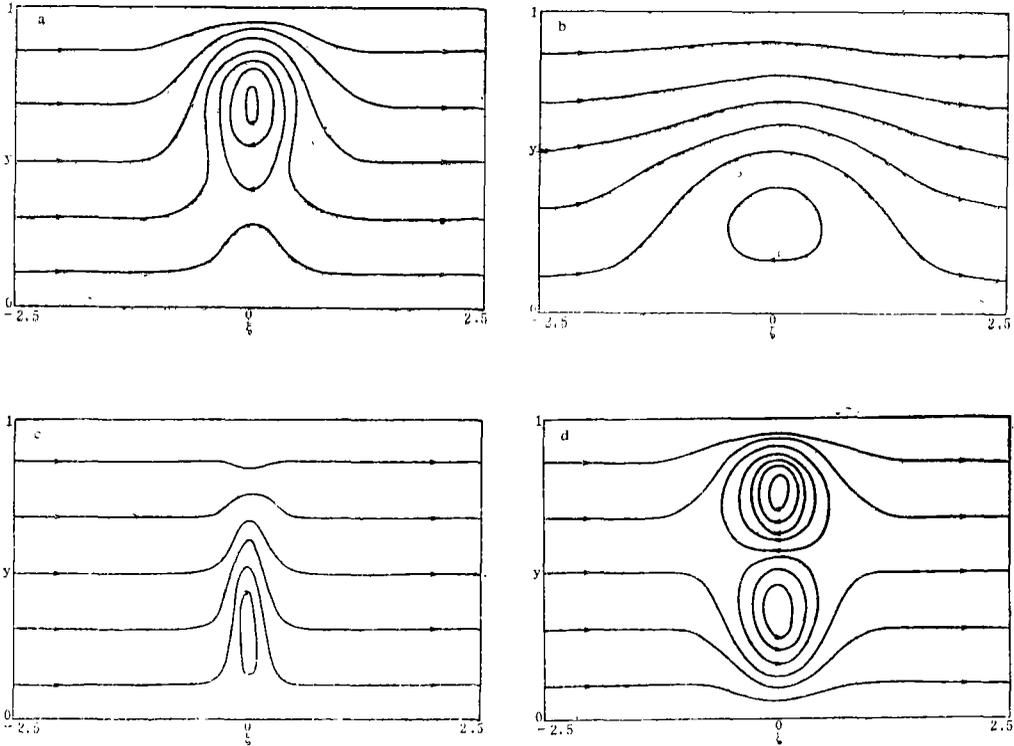


图 2 经向波数 $m=1$ 的 Rossby 孤立波流型

($U=1, \delta=0.05, \varepsilon=0.4, y_0=0.5, y_1=0.5, h_y=1$;
 a) $k_1=0, k=4, l=0, l_1=0$, b) $k_1=1, k=1, l=-1, l_1=0$,
 c) $k_1=1, k=1, l=-1, l_1=1$, d) $k_1=0, k=0, l=0, l_1=-4$)

2. 经向波数 $m=2$ 的 Rossby 孤立波流型

在前文^[4]中,我们曾经指出,要产生 $m=2$ 的孤立波流型,地形高度必须很高,就是说,在基流切变为线性的情况下, $m=2$ 的孤立波难以存在。当考虑切变为二次曲线时,情况就大不相同了。

1) 图 3 a 是考虑基流具有二次切变时基流南侧地形南坡区域中的孤立波流型。地形高度为 1 km。图 3 b 是地形北坡的流型,这是两种完全不同的流型。

2) 在基流北侧,地形南坡的孤立波流型(图 3 c)与图 3 b 所示的基流南侧地形北坡的流型相似,但强度弱得多。当考虑地形坡度可变时,流型是完全平直的东西向流线,似乎基流切变与地形影响这时相互抵消,从而不能形成孤立波。而在基流南侧,地形坡度(南坡)可变时的流型与不变时的流型(图 3 a)近于相同。图 3 d 是地形北坡的孤立波流型,它与图 3 a 相似,同样强度弱得多。当地形坡度可变时,得到与图 3 c 相似的流型。在基流南侧,地形坡度(北坡)可变时的流型与不变时的不同,而与图 3 a 相同。可见,地形的影响是复杂的。

计算还指出,当经向波数大于 2 时,流型不是完全平直的就是近于平直的流线,就是说,得不到经向波数大于 2 的 Rossby 的孤立波。可见,在正压大气中,弱切变基流和坡度

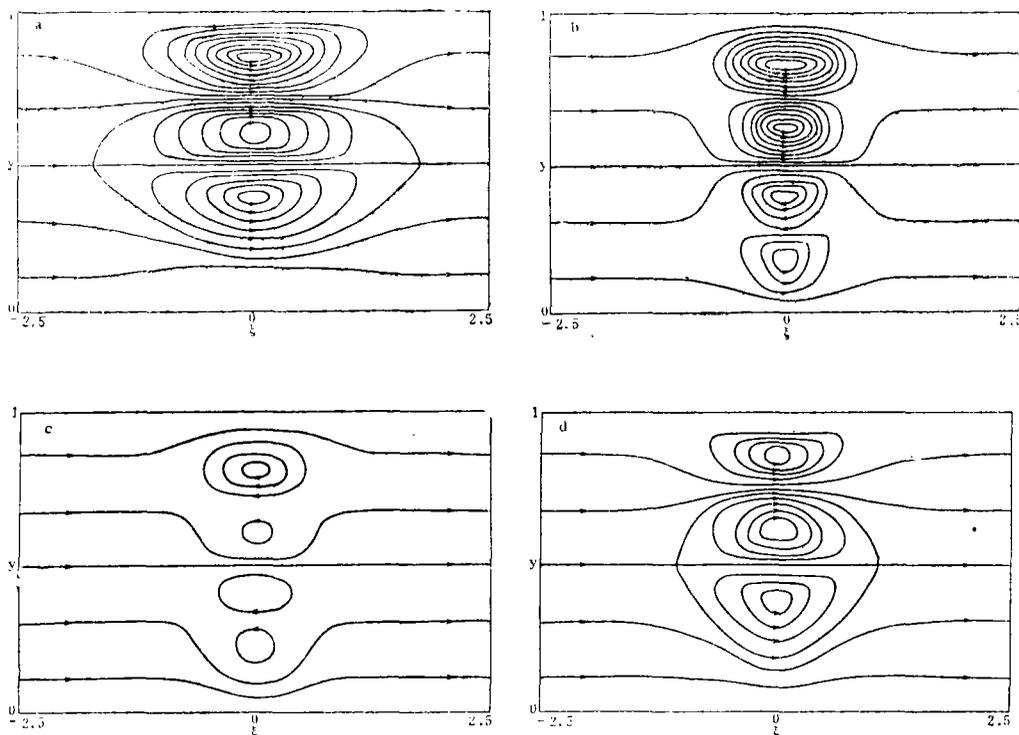


图 3 经向波数 $m=2$ 的 Rossby 孤立波流型

($U=1, \delta=0.35, e=0.4, y_0=0.5, y_1=0.5, h_y=1$;

a) $k_1=1, k=1, l=1, l_1=0$, b) $k_1=1, k=1, l=-1, l_1=0$,

c) $k_1=-1, k=1, l=1, l_1=0$, d) $k_1=-1, k=1, l=-1, l_1=0$)

变化不大的地形, 激发的 Rossby 孤立波主要是经向波数为 1 和 2 的波。当然也有可能是我们参数的组合不适宜, 从而不能得到 $m > 2$ 的孤立波流型。

五、小 结

由上面的计算结果可知, 基本气流的经向切变对西风带中 Rossby 孤立波的形成具有重要作用, 不同强度的切变形成不同形式的孤立波流型, 较弱的切变形成类似于大气中切断低压的流型, 较强的切变则能形成类似于阻塞高压的流型。基本气流的二次切变对孤立波的流型也有重要影响, 不但由它可以得到类似于阻塞高压的环流, 还可以得到线性切变基流难以得到的经向波数 $m=2$ 的孤立波流型, 这种流型有的类似于双孤立波。

地形对形成 Rossby 孤立波具有重要影响, 图 2 d 证实了基本气流的经向切变并不是产生 Rossby 孤立波的必要条件, 只要有可变坡度的地形存在, 即使是均匀气流, 仍有可能形成 Rossby 孤立波。

对于正压大气, 弱切变气流和坡度变化不大的地形激发的主要是经向波数为 1 和 2 的孤立波, 要得到经向波数大于 2 的孤立波流型, 可能要考虑强切变基流和坡度变化大的地形, 或许正压大气只能有 $m=1, 2$ 的 Rossby 孤立波。

参 考 文 献

- [1] Long, R. R., Solitary waves in the westerlies, *J. A. S.*, **2**, 197—200, 1964.
- [2] Redekopp, L. G., On the theory of solitary Rossby waves, *J. Fluid Mech.*, **4**, 725—745, 1977.
- [3] Redekopp, L. G., and P. D. Weidman, Solitary Rossby waves in zonal shear flows and their interactions, *J. A. S.*, **5**, 790—804, 1978.
- [4] 吕克利, 大地形与正压 Rossby 孤立波, *气象学报*, **45**, 3, 267—273, 1987.
- [5] Malanotte Rizzoli P., and M. C. Hendershott, Solitary Rossby waves over variable relief and their stability, Part I: The analytical theory. *Dyn. Atmos. Oceans.*, **4**, 247—260, 1980.
- [6] Scoff, A. C., F. Chu and D. Malaughli, The soliton: a new concept in applied science, *Proc. IEEE.*, **61**, 10, 1443—1483, 1973.

LARGE OROGRAPHY AND BAROTROPIC SOLITARY ROSSBY WAVES—WEAK QUADRIC SHEARING BASIC FLOW

Lu Keli

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University)

Abstract

The basic flow with meridional shear plays an important role in the formation of solitary Rossby waves. Different shears of flow can excite different stream line patterns of solitary waves, and the orography with variable slope is also important factors of formation of solitary Rossby waves. The solitary Rossby waves caused by weak shearing basic flow and orography with small variable slope are mainly of meridional wave number one and two.