

流场配置及地形对西南低涡形成的动力作用

高 守 亭

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文采用定常二层模式讨论较小地形及高、低层流场配置对西南低涡形成的动力作用。指出了西南低涡的形成是与盆地、河谷以及其上气流分层有关的一种定常态。在上、下为西风分层时期,低层的浅薄暖湿西风有利于西南低涡的形成。在上、下为东、西风分层时期,上层浅薄东风亦有利于西南低涡的形成。小型的凸起山脉对西南低涡的形成没有作用。

本世纪四十年代末,刘匡南首次提出西南低涡的概念。此后西南低涡引起了越来越多气象工作者的注意,因为他们发现西南低涡的确是造成我国局地大到暴雨的主要天气系统之一,特别它对川、黔和长江中下游地区有着直接的影响。气象工作者曾先后做了大量的经验总结和研究工作,并提出了一些可行的预报线索^[1-4]。

尽管十分明显,四川盆地及其周围地形是西南低涡形成的一个直接动力原因,但是由于地形的复杂性,至今由纯地形对西南低涡形成的理论研究还十分缺乏。本文正是从动力学的角度来着手研究地形与低涡形成的关系,取得了一些有益的结果。

一、控制方程组

每年初夏,四川盆地及其以东地区就受到西南风的影响,500hPa 以下的暖湿偏西南气流开始与其上的干冷西风气流分层。这种分层在季风爆发前实际上已经开始,只是有强弱变化,季风爆发后则趋于稳定。时间上可以持续一、二个月,直到7月份副高北跳后,低纬度高空东风带西伸北扩控制川、黔南部地区,这时上下都为偏西风的气流分层才算结束,代之而来的是500hPa 以上的东风气流和其下的西南风的分层,这种分层又可以维持一、二个月左右。可见这种分层在时间尺度上比大尺度系统运动的特征时间大一个量级,可取 τ 为 10^6 秒的量级。鉴于这种事实,以致使我们有理由在控制方程组中不考虑局地变化项,而作为一种定常流来处理。

如图1所示,考虑气层顶部为对流层顶,底部为800hPa等压面。

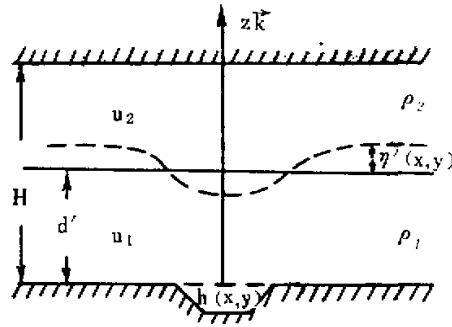


图 1 分层流的模型

d' 为常数, 是平均分界面的高度; H 为总气柱高度;
 η' 为平均界面扰动高度; $h(x, y)$ 是地形分布。

首先引入无量纲动压^[6]:

$$p_1 = [P_1 - \rho_2 H g (1 - d) - \rho_1 H g (d - z)] / (\rho_0 U_0 f_0 L)$$

$$p_2 = [P_2 - \rho_2 g H (1 - z)] / (\rho_0 U_0 f_0 L)$$

其中科氏参数取为 $f(y) = f_0 + \beta y$, 且 $d = \frac{d'}{H}$, d' 为分界面平均高度。 L 及 H 分别为水

平和垂直特征尺度, d 是 d' 的无量纲高度, h 为地形的无量纲高度, 特征速度 $U_0 = [du_1^2 + u_2^2(1 - d)]^{\frac{1}{2}}$, $\rho_0 = d\rho_1 + (1 - d)\rho_2$, u_1, u_2 分别表示下、上层的特征速度, ρ_1, ρ_2 是下、上层的密度, ρ_0 为整层的平均密度。 p_1 和 p_2 分别是相应层的无量纲动压, $\rho_0 U_0 f_0 L$ 表示动压的特征值, P_1, P_2 分别表示相应层内对应点的总压力(含有动压和静压两部分)。

在 800hPa 等压面上, 建立原点位于 30°N, 105°E 的局地直角坐标系。在绝热、无摩擦条件下, 定常运动方程组为:

$$\begin{cases} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - f v = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + f u = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (1.1)$$

这里 p 是动压。

结合图 1, 用 700hPa 和 300hPa 分别表示下、上层的气流。取 w 的特征尺度为 $U_0 \delta$,

$\delta = \frac{H}{L}$ 是气流水平特征尺度与垂直特征尺度的纵横比。并引入无量纲参数

$$\varepsilon = \frac{U_0}{f_0 L} \quad b = \frac{\beta L}{f_0 \varepsilon} \quad s = \frac{g H \Delta \rho}{f_0^2 \rho_0 L^2} = \frac{\delta^2 N^2}{f_0^2}$$

其中 N^2 是 Brunt-Väisälä 频率的平方, $\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2$ 。 ε 为罗斯贝数, b 是 β 效应动力重

要性的测值。\$s\$ 是气流分层的动力重要性参数。对大尺度运动, 上面参数的量级为:

$$O(\varepsilon) \sim 0.1 \quad O(b) \sim 1 \quad O(\delta) \sim O(\varepsilon^2) \quad O(s) \geq 1$$

且取地形特征高度 \$h\$ 的量级为 \$O(h) \sim O(\varepsilon)\$, \$O(d) < 1\$。通过对方程组 (1.1) 进行无量纲化后则有:

$$\begin{cases} \varepsilon \left[\vec{q}_i \cdot \nabla_h u_i + w_i \frac{\partial u_i}{\partial z} \right] - (1 + \varepsilon b y) v_i = - \frac{\partial p_i}{\partial x} \\ \varepsilon \left[\vec{q}_i \cdot \nabla_h v_i + w_i \frac{\partial v_i}{\partial z} \right] + (1 + \varepsilon b y) u_i = - \frac{\partial p_i}{\partial y} \\ \varepsilon \delta^2 \left[\vec{q}_i \cdot \nabla_h w_i + w_i \frac{\partial w_i}{\partial z} \right] = - \frac{\partial p_i}{\partial z} \\ \nabla_h \cdot \vec{q}_i + \frac{\partial w_i}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (1.2)$$

其中 \$\vec{q}_i = (u_i, v_i)\$, \$i = 1, 2\$ 对应下、上流层。因为上、下层分界面的无量纲高度为

$$z = d + \eta \quad (1.3)$$

这里 \$\eta\$ 是由地形引起的平均分界面扰动 \$\eta'\$ 的无量纲高度。故通过 \$p_2\$ 减去 \$p_1\$ 则可求出:

$$\eta = -\varepsilon(p_2 - p_1)/s \quad (1.4)$$

若把 \$\vec{q}_i\$、\$u_i\$、\$v_i\$、\$w_i\$ 及 \$p_i\$ 按小参数 \$\varepsilon\$ 展开并代入 (1.2) 式后可得零级近似 \$\varepsilon^{(0)}\$ 阶为:

$$\begin{cases} u_i^{(0)} = - \frac{\partial p_i^{(0)}}{\partial y} & v_i^{(0)} = \frac{\partial p_i^{(0)}}{\partial x} \\ \nabla_h \cdot \vec{q}_i^{(0)} = 0 & \frac{\partial p_i^{(0)}}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (1.5)$$

一阶近似 \$\varepsilon^{(1)}\$ 阶为:

$$\begin{cases} \vec{q}_i^{(0)} \cdot \nabla_h u_i^{(0)} - v_i^{(1)} - b y v_i^{(0)} = - \frac{\partial p_i^{(1)}}{\partial x} \\ \vec{q}_i^{(0)} \cdot \nabla_h v_i^{(0)} + u_i^{(1)} + b y u_i^{(0)} = - \frac{\partial p_i^{(1)}}{\partial y} \\ \frac{\partial p_i^{(1)}}{\partial z} = 0 \\ \nabla_h \cdot \vec{q}_i^{(1)} + \frac{\partial w_i^{(0)}}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (1.6)$$

由方程组 (1.5) 可知 \$p_i^{(0)}\$ 是水平速度 \$u_i^{(0)}\$、\$v_i^{(0)}\$ 的流函数。由 (1.6) 式可知涡度方程为:

$$\vec{q}_i^{(0)} \cdot \nabla_h (\zeta_i^{(0)} + b y) = \frac{\partial w_i^{(0)}}{\partial z} \quad (1.7)$$

其中 \$\zeta_i^{(0)} = \frac{\partial v_i^{(0)}}{\partial x} - \frac{\partial u_i^{(0)}}{\partial y} = \nabla_h^2 p_i^{(0)}\$。通过对分界面上垂直运动的展开可求出

$$\eta^{(0)} = (p_1^{(0)} - p_2^{(0)})/s \quad (1.8)$$

结合上、下边界的垂直运动, 下边界取为

$$w_1 = u_1 \frac{\partial h}{\partial x} + v_1 \frac{\partial h}{\partial y}$$

上边界取为

$$w_2 = 0 \quad (1.9)$$

则可将(1.7)式化为:

$$\begin{cases} \vec{q}_1 \cdot \nabla_h \left[\nabla_h^2 p_1 + by + \frac{h}{d\varepsilon} - \frac{\eta}{d} \right] = 0 \\ \vec{q}_1 \cdot \nabla_h \left[\nabla_h^2 p_2 + by + \frac{\eta}{1-d} \right] = 0 \\ \eta = (p_1 - p_2)/s \end{cases} \quad (1.10)$$

这里已略去了上标($^{\circ}$), 并利用了 $\zeta_1^{(\circ)} = \nabla_h^2 p_1^{(\circ)}$. 设流函数

$$p_i = p_{i,\infty} + \varepsilon \phi_i = -U_i y + \varepsilon \phi_i$$

其中 $U_i = u_i/U_0$, 且注意 $dU_1^2 + (1-d)U_2^2 = 1$, 则有

$$\begin{cases} p_1 = -U_1 y + \varepsilon \phi_1 \\ p_2 = -U_2 y + \varepsilon \phi_2 \\ \eta = (\phi_1 - \phi_2)\varepsilon/s + (U_2 - U_1)y/s \end{cases} \quad (1.11)$$

将(1.11)的第一式代入(1.10)的第一式可得:

$$\vec{q}_1 \cdot \nabla_h \left[\varepsilon \nabla_h^2 \phi_1 + by + \frac{h}{d\varepsilon} - \frac{(U_2 - U_1)}{ds} y - \frac{\xi}{d} \right] = 0 \quad (1.12)$$

将(1.11)的第二式代入(1.10)的第二式可得:

$$\varepsilon \nabla_h^2 \phi_2 + \left(\frac{b}{U_2} + \frac{U_2 - U_1}{(1-d)sU_2} \right) \varepsilon \phi_2 + \frac{\xi}{1-d} = 0 \quad (1.13)$$

这里 $\xi = (\phi_1 - \phi_2)\varepsilon/s$.

(1.12)式通过利用 $y = (\varepsilon \phi_1 - p_1)/U_1$ 的代换和 $\vec{q}_1 \cdot \nabla_h p_1 = 0$ 的条件则可变形为:

$$\vec{q}_1 \cdot \nabla_h \left[\varepsilon \nabla_h^2 \phi_1 + \left(\frac{b}{U_1} - \frac{U_2 - U_1}{dsU_1} \right) \varepsilon \phi_1 - \frac{\xi}{d} + \frac{h}{d\varepsilon} \right] = 0 \quad (1.14)$$

作为一种解态, 我们可以仅考虑:

$$\varepsilon \nabla_h^2 \phi_1 + \left(\frac{b}{U_1} - \frac{U_2 - U_1}{dsU_1} \right) \varepsilon \phi_1 - \frac{\xi}{d} + \frac{h}{d\varepsilon} = 0 \quad (1.15)$$

则(1.13)和(1.15)式就是我们所要讨论的方程组.

二、方程的求解与匹配

在地形起伏区附近, 即扰动的近场, 由于地形的作用, 扰动流函数的变化比较明显, 一般有 $O(\nabla_h^2 \phi_1) \sim O\left(\frac{1}{\varepsilon}\right)$ 的量级. 因此在近场, 方程(1.15)中的两个大项相平衡, 则有

$$\varepsilon \nabla_h^2 \phi_{1n} + \frac{h}{d\varepsilon} = 0 \quad (2.1)$$

其中 ϕ_{1n} 表示下层近场的扰动流函数.

在远离地形的地方,即扰动的远场,有 $h = 0$, 扰动流函数的变化减弱, 由 (1.15) 式可得平衡方程

$$\varepsilon \nabla_h^2 \phi_M + \varepsilon \left(\frac{b}{U_1} - \frac{U_2 - U_1}{ds U_1} \right) \phi_M - \frac{\xi}{d} = 0 \quad (2.2)$$

这里 ϕ_M 表示下层远场的扰动流函数。

由下层近场影响而形成的上层近场为

$$\nabla_h^2 \phi_{2n} + \left(\frac{b}{U_2} - \frac{U_1}{U_2} \frac{1}{(1-d)s} \right) \phi_{2n} = - \frac{\phi_{1n}}{s(1-d)} \quad (2.3)$$

由下层远场影响而形成的上层远场为

$$\nabla_h^2 \phi_{2f} + \left(\frac{b}{U_2} - \frac{U_1}{U_2} \frac{1}{(1-d)s} \right) \phi_{2f} = - \frac{\phi_{1f}}{(1-d)s} \quad (2.4)$$

对 (2.3) 式进行 ∇_h^2 运算后代入 (2.1) 式则有

$$\nabla_h^4 \phi_{2n} + \left(\frac{b}{U_2} - \frac{U_1}{U_2} \frac{1}{(1-d)s} \right) \nabla_h^2 \phi_{2n} = \frac{h}{ds(1-d)\varepsilon^2} \quad (2.5)$$

(2.5) 式即为上层近场方程。利用算子 $\left[\nabla_h^2 + \left(\frac{b}{U_1} - \frac{U_2}{U_1} \frac{1}{ds} \right) \right]$ 作用 (2.4) 式并令:

$$N_1 = - \left(\frac{b}{U_1} - \frac{U_2}{U_1} \frac{1}{ds} \right) \quad N_2 = - \left(\frac{b}{U_2} - \frac{U_1}{U_2} \frac{1}{(1-d)s} \right) \quad N_3 = \frac{1}{d(1-d)s^2}$$

则得上层远场方程为:

$$\nabla_h^4 \phi_{2f} - (N_1 + N_2) \nabla_h^2 \phi_{2f} + (N_1 N_2 - N_3) \phi_{2f} = 0 \quad (2.6)$$

为了运算上的方便,且不失所研究问题的一般性,这里只考虑比较简单地形情况:

$$h = \begin{cases} h_0 & (r \leq 1) \\ 0 & (r > 1) \end{cases} \quad (2.7)$$

其中 $r = R/L$ 为地形的无量纲半径。因为考虑的地形是对称的,在柱坐标系中方程 (2.1) 为:

$$\nabla_h^2 \phi_{1n} = -h_0/d\varepsilon^2 \quad (2.8)$$

由物理上的要求,在 $r \rightarrow 0$ 时 ϕ_{1n} 为有限,则知有解为:

$$\phi_{1n} = - \frac{h_0}{4d\varepsilon^2} r^2 + B \quad (2.9)$$

其中常数 B 要通过与远场的匹配来确定。对上层的近场,重调和方程 (2.5) 的解为:

$$\phi_{2n} = - \frac{sN_3 h_0}{4N_2 \varepsilon^2} r^2 + \sum_{n=0}^{\infty} B_n J_n(\lambda r) e^{in\theta} + D \quad (2.10)$$

其中 $\lambda^2 = -N_2$, θ 是偏离正东方向的角度, D 需从外部远场解的匹配来确定。

对上、下层远场的扰动流函数分布的求解,同样可将 ϕ_{2f} 表示为 θ 的傅立叶级数。则重调和方程 (2.6) 有解为

$$\phi_{2f} = \sum_{n=0}^{\infty} [a'_n J_n(\lambda'_1 r) + b'_n Q_n(\lambda'_1 r) + c'_n J_n(\lambda'_2 r) + d'_n Q_n(\lambda'_2 r)] e^{in\theta} \quad (2.11)$$

其中 J_n , Q_n 分别为 Bessel 函数和 Neumann 函数。且 λ'_1 , λ'_2 为:

$$\begin{aligned}\lambda_1'^2 &= -\frac{1}{2}(N_1 + N_2) + \frac{1}{2}[(N_1 - N_2)^2 + 4N_3]^{\frac{1}{2}} \\ \lambda_2'^2 &= -\frac{1}{2}(N_1 + N_2) - \frac{1}{2}[(N_1 - N_2)^2 + 4N_3]^{\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (2.12)$$

a'_n, b'_n, c'_n, d'_n 为待定常数。

在地形扰动的边界层处, 将上层的近场与远场衔接起来。只要考虑到边界层无量纲厚度为 ε , 在半径 $r = 1 + \varepsilon$ 处, 近场 ϕ_{1n} 和远场 ϕ_{2n} 光滑衔接, 即要求在此处一阶或高阶导数连续, 从而可得到一个含有 $B_n, D, a'_n, b'_n, c'_n, d'_n$ 六个方程构成的方程组。由于计算上的繁杂在此不再列出。我们以下仍用此六个常数表示, 但认为是确定的常数了。下层远场扰动流函数的解为

$$\phi_{2l} = \sum_{n=0}^{\infty} [a_n J_n(\lambda_1^* r) + b_n Q_n(\bar{\lambda}_1^* r) + c_n J_n(\lambda_2^* r) + d_n Q_n(\bar{\lambda}_2^* r)] e^{in\theta} \quad (2.13)$$

其中

$$\begin{aligned}\lambda_1^{*2} &= (a'_n - dsN_1)/ds & \bar{\lambda}_1^{*2} &= (b'_n - dsN_1)/ds \\ \lambda_2^{*2} &= (c'_n - dsN_1)/ds & \bar{\lambda}_2^{*2} &= (d'_n - dsN_1)/ds\end{aligned}$$

如同上层情况一样, 将 ϕ_{1n} 和 ϕ_{2l} 及其对 r 的偏导数在 $r = 1 + \varepsilon$ 处衔接起来, 就可以求解出常数 a_n, b_n, c_n, d_n , 因此可以认为这些系数已是确定的了。

三、上、下层流场的涡度及流线分布

由 $p_i = -U_i y + \varepsilon \phi_i$ 可知上层流函数的表达式为:

$$p_1 = \begin{cases} -U_1 y - \frac{sN_3 h_0}{4N_2 \varepsilon} r^2 + \varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} B_n J_n(\lambda r) e^{in\theta} + \varepsilon D & r \leq 1 + \varepsilon \\ -U_2 y + \varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} [a'_n J_n(\lambda_1^* r) + b'_n Q_n(\bar{\lambda}_1^* r) + c'_n J_n(\lambda_2^* r) + d'_n Q_n(\bar{\lambda}_2^* r)] e^{in\theta} & r > 1 + \varepsilon \end{cases} \quad (3.1)$$

下层为:

$$p_l = \begin{cases} -U_1 y - \frac{h_0}{4d\varepsilon} r^2 + \varepsilon B & r \leq 1 + \varepsilon \\ -U_1 y + \varepsilon \sum_{n=0}^{\infty} [a_n J_n(\lambda_1^* r) + b_n Q_n(\bar{\lambda}_1^* r) + c_n J_n(\lambda_2^* r) + d_n Q_n(\bar{\lambda}_2^* r)] e^{in\theta} & r > 1 + \varepsilon \end{cases} \quad (3.2)$$

现在来分析上、下层流场的涡度分布。我们着重注意近场情况, 而并不关心远场。分别对上、下层近场的流函数进行拉普拉斯运算后, 可得下层流场造成的近场涡度为:

$$\nabla^2 p_l = -\frac{h_0}{d\varepsilon} \quad (3.3)$$

上层近场涡度为:

$$\nabla^2 p_1 = -\frac{sN_3 h_0}{N_2 \varepsilon} + \varepsilon \nabla^2 \sum_{n=0}^{\infty} B_n J_n(\lambda r) e^{in\theta} \quad (3.4)$$

根据 Bessel 函数在 r 较小时的渐近性质, 可知

$$\nabla^2 p_2 \approx -sN_2 h_0 / N_2 \varepsilon \quad (3.5)$$

我们知道, $s = \delta^2 N^2 / f_0^2$, $N_2 = \frac{1}{d(1-d)s^2}$, 显然总有 $s > 0$, $N_2 > 0$, 因此由 (3.3)

和 (3.5) 式容易发现上、下层近场涡度的性质, 完全取决于地形 h_0 和背景场参数 N_2 . 下面就不同类型的流场形式进行讨论.

1. 上层为东风, 下层为西风, 即 $U_1 > 0$, $U_2 < 0$ 的情形

$$N_2 = -\frac{1}{U_2} \left[b - \frac{U_1}{(1-d)s} \right] \quad (3.6)$$

若 $N_2 < 0$, 则有 $b - \frac{U_1}{(1-d)s} < 0$, 知

$$U_1 > bs(1-d) \quad (3.7)$$

此时, 若地形为盆地或河谷有 $h_0 < 0$, 那么由 (3.3) 和 (3.5) 式便可以看出, 下层近场为气旋性涡度, 高层近场为反气旋性涡度. 因此这样的背景场与地形效应结合在一起, 就可以产生稳定的低层低涡环流. 不过是否能出现闭合流线还与地形深度 h_0 有关.

下层近场流线为

$$p_1 = c \quad (3.8)$$

通过坐标变换可变形为

$$x^2 + \left(y + \frac{2dsU_1}{h_0} \right)^2 = c'^2 \quad (3.9)$$

且要求 $r^2 = x^2 + y^2 \leq 1 + \varepsilon$. 对 c' 取任何确定的值, 可作出流线分布图 2 及图 3.

当地形为山地, $h_0 > 0$ 时, 那么由 (3.3) 和 (3.5) 式可以看出, 下层近场为负涡度, 而上层为正涡度, 显然, 在低层不会产生气旋性环流.

另外, 若 $N_2 > 0$, 无论地形为盆地或山地, 上、下层近场的涡度总为相同性质, 在低层不易产生稳定的低涡环流. 这时主要形成泰勒柱. 在此不作讨论, 有兴趣的读者可参看文献^[5-7].

2. 上、下层均为西风气流, 即 U_1 与 U_2 都大于零

$$N_2 = \frac{1}{U_2} \left[-b + \frac{U_1}{(1-d)s} \right]$$

若 $N_2 < 0$, 则有 $-b + \frac{U_1}{(1-d)s} < 0$, 故

$$U_1 < bs(1-d) \quad (3.10)$$

当地形为盆地或河谷, 有 $h_0 < 0$, 从 (3.3) 和 (3.5) 式可以看出, 下层近场为气旋性涡度, 高层近场为反气旋性涡度. 这样的背景场与地形效应结合在一起, 就可以产生稳定的低层低涡环流. 是否能出现闭合流线同样与地形深度 h_0 有关. 对于不同深度的地形, 亦可作出流线图(略).

当地形为山地, $h_0 > 0$, 一般只能在低层产生反气旋环流. 若 $N_2 > 0$, 无论地形如何, 出现的只能是泰勒柱及不稳定的低涡环流.

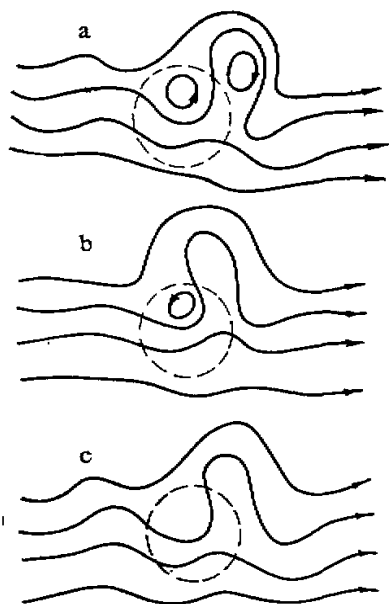


图 2 下层流线

实线为流线, 断线为地形廓线

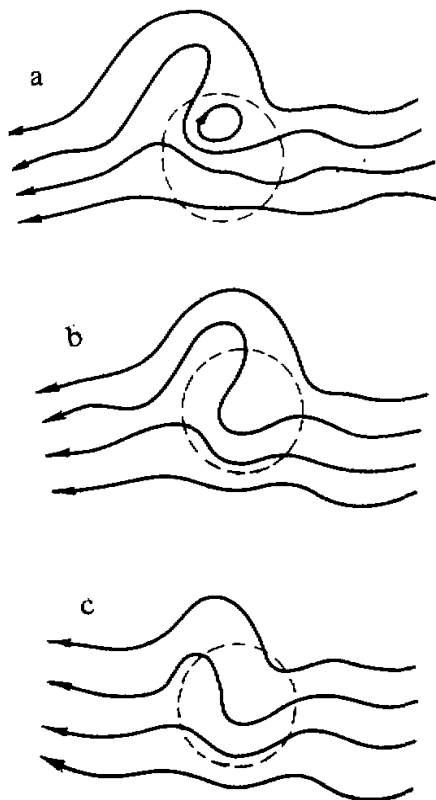
a: $d/h_0 = 2.0$, b: $d/h_0 = 4.0$,
c: $d/h_0 = 6.0$ 

图 3 上层流线

(说明同图 2)

四、讨论与结果

由以上的讨论可以看出,低涡环流的产生不仅与地形有直接关系,而且还与背景场气流的分布形式关系密切。 $N_2 > 0$ 或 $N_2 < 0$ 就是一个关键的控制参数,而 $N_2 = 0$ 为临界参数。不同的参数值 N_2 ,在 h_0 为确定时会产生流场分布形式的突变。

由于形成稳定下层低涡,必须要求 $N_2 < 0$ 。又因为实际大气中 U_1 的量级为 $O(1)$,则由 (3.7) 式可以看出须有 $bs(1-d) < O(1)$ 的量级。在 $b \sim O(1)$, $s > O(1)$ 的情况下,显然要求 $(1-d)$ 比较小才可能实现。可见只有上层东风气流比较浅薄,而下层西风气流比较深厚时才有可能。每年 6 月份到 7 月上旬,西南季风盛行,高层副高南侧东风带西伸,在四川盆地南部高空出现浅层东风,因此十分有利于产生西南低涡。其后 7 月中旬到 8 月份,随着高层东风层的增厚使得 $(1-d)$ 不再是一个小量,也就逐渐失去了形成

低涡的条件。这与多年统计发现的低涡多在 7 月上旬之前出现的结果是十分一致的。

另外,在初夏的 5—6 月份,上层为冷而干的西风,下层为暖而湿的西南风,构成来源不同的两股偏西气流的分层。这时由 (3.10) 式可知只有当 $(1-d)$ 的量值比较大时才能形成稳定低涡。这意味着下层暖湿空气较浅薄,而上层冷干气流较深厚时,才有利于低涡的形成。这个结果与观测事实也是相符的。每年 5 到 6 月(早时 4 月下旬就开始了),一旦高层 500hPa 及其以上有一次冷平流冲击时,使上层干冷气流加厚,在四川盆地就有新的低涡形成,移速较快,且夜间活跃。

由以上的分析,可为西南低涡的预报提供如下二点线索:

(1) 5 月到 6 月上、中旬,在西风分层下形成的盆地低涡一般偏北,且夜间活跃。在大气中层西北气流的引导下,以向东南移动为主。

(2) 6 月下旬到 7 月上旬,在东西风分层下形成的盆地低涡位置偏南,且在中层西南气流的引导下以向东北方向移动为主。

本文没有考虑加热及摩擦作用,并研究的是较小地形的影响,且在摄动过程中略去了 $O(\epsilon^2)$ 以上的量级项,这些不足之处有待进一步改进。

致谢: 陶诗言先生的鼓励,伍荣生教授对此文提出了不少宝贵意见,贾伏生同志参与了部分计算工作,特此致谢。

参 考 文 献

- [1] 叶笃正等, 1954, 青藏高原及其附近流场结构和对流层大气的热量平衡, 气象学报, 第 28 卷, 第 2 期。
- [2] 王彬华, 1951, 在青藏高原的影响下中国动力性气旋的生成及其发展, 山东大学学报。
- [3] 孙月浦, 1955, 西南低涡的型式和预报, 天气月刊附刊, 4 月。
- [4] 中国科学院大气物理研究所模拟组, 1976, 西南低涡的初步研究, 大气科学, 第 2 期。
- [5] Michael S. McCartney, 1975, Inertial Taylor Columns on a beta Plane, *J. Fluid Mech.*, Vol. 68.
- [6] S. J. Jacobs, 1964, The Taylor Column problem, *J. Fluid Mech.*, Vol. 20.
- [7] Nelson G. Hogg, 1973, On the Stratified Taylor column, *J. Fluid Mech.*, Vol. 58.

THE DYNAMIC ACTION OF THE DISPOSITION OF THE FLUID FIELDS AND THE TOPOGRAPHY ON THE FORMATION OF THE SOUTH-WEST VORTEX

Gao Shouting

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

In this paper, two-layer models are adopted in considering the dynamic action of the disposition relation between upper layer and lower layer fluid fields on the formation of the south-west vortex. It is known that the formation of the south-west vortex is a kind of stationary state related to a basin or a valley and the disconnected layer current over it. If the west winds of upper and lower layers are disconnected, the shallow warm and moist air of lower layer is favorable to the formation of the south-west vortex. If there exist the disconnected layers between the upper east wind and the lower west wind, the shallow east wind of upper layer is favorable to the formation of the south-west vortex. The smaller protruding hills are useless in forming the south-west vortex.