

青藏高原大气边界层内纬向涡旋 的形成及其数值模拟研究

章基嘉* 彭永清 王鼎良 钱维宏**

提 要

本文在对实际气流进行动力学分析的基础上,着重考虑了湍流粘性应力及大气层结的作用,应用描写纬向剖面内西风气流越经青藏高原的二维模式,模拟实际高原边界层内纬向涡旋的形成及其脱体东移的过程,以及由此引起的纬圈环流的变化,等等。

一、引 言

青藏高原的存在,除使西风气流有水平绕流外,还有翻越高原的气流。1979年夏季,我国进行了第一次青藏高原气象科学试验,在高原及其邻近地区进行了常规的和边界层内的气象加密观测。本文根据这些观测资料以及FGGE资料,对爬越青藏高原的气流进行了较为细致的分析,发现在高原上空大气边界层内常有纬向涡旋形成。据此事实,本文着重考虑了湍流粘性应力及大气层结的作用,给出描写纬向剖面内西风气流越经青藏高原的二维动力学模式,用以模拟实际高原边界层内纬向涡旋的形成及其脱体东移和由此而引起的纬圈环流的变化。

二、观 测 事 实

图1是根据加密观测资料经计算后绘制的1979年6月15—20日沿 32°N 纬向剖面内西风气流越经高原的流线图。图2为同一期间根据FGGE网格点风场资料绘制的沿 30°N 纬向剖面内 70° — 140°E 范围的气流图。这两组图清楚地显示出高原边界层内纬向涡旋形成及其脱体东移的整个过程。

由图1可见,当西风气流越经青藏高原时,由于大地形及湍流摩擦作用,15日,在高原地形凸缘的东侧形成了涡旋;16日,该涡旋脱体东移,其中心已移下高原,在凸缘

* 国家气象局

** 我院气象系1982届毕业生

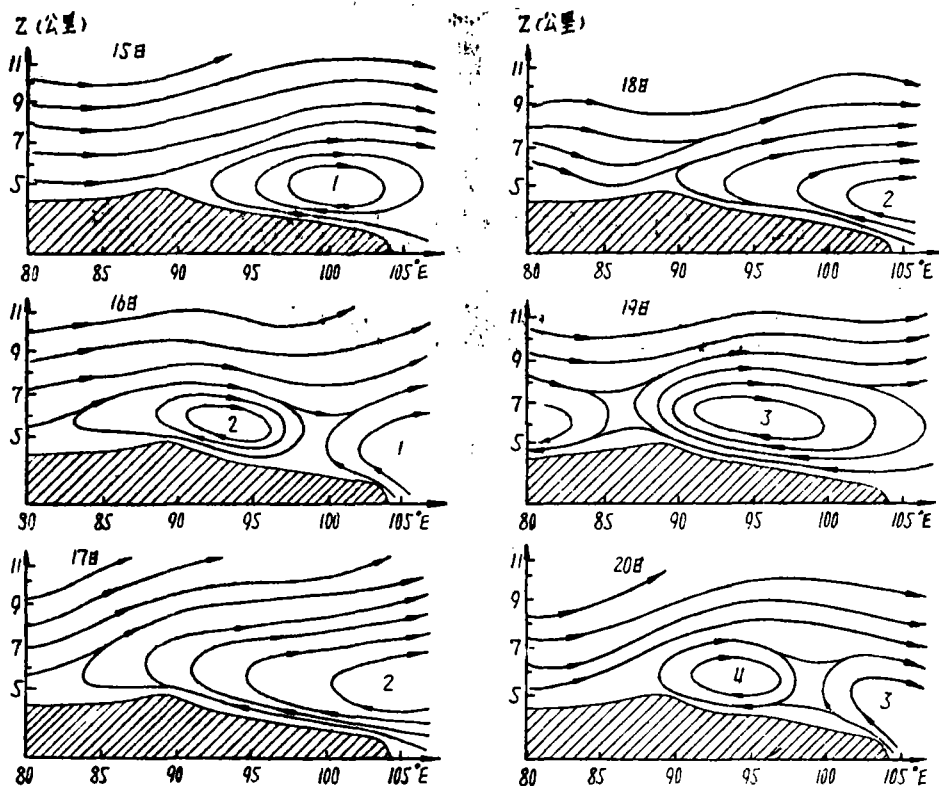


图1 纬向涡旋在高原上的形成过程

(1979年6月15—20日32°N纬向剖面内先后有四个涡旋形成且脱体东移)

处又新生一个涡旋。17日，脱体东移的涡旋已离开高原，而新生涡旋正往下游移动。18日，此新生涡旋也移出高原东去，其上游又酝酿新涡旋的生成。19日，高原地形凸缘两侧都有涡旋存在，其中凸缘东侧的涡旋较强。20日，东侧的涡旋移出高原，西侧的越过山脊到东侧。在这六天中一共生成了四个涡旋，有三个离开高原脱体东移而去。

图2显示了同一时期内因涡旋脱体东移引起的纬圈环流的变化特征。由图2可见，6月15日沿30°N剖面内400毫巴以下气层中，与图1相对应，在紧邻高原东侧有一涡旋正在形成。另外在120°E以东到140°E区域内存在一先已脱体东移的涡旋，其环流的上升支在120°—130°E，下沉支在140°E附近；对流层上部200—300毫巴上，高原及其以东存在波动，波动上升区与低层涡旋的上升气流一致。16日，紧邻高原东侧的涡旋东移下高原，上升支位于95°—105°E，下沉支在110°—120°E；而原来在130°E处的涡旋向东移了5个经度，其上升支移到130°—140°E，下沉支移到145°E以东。17日，140°E处的涡旋已迅速减弱；而高原东侧的那个涡旋势力增强，故移动甚缓，仅东移2—3个经度。18日，高原上又有一新生涡旋发展了，这时110°E以东转为波状气流控制。19日，纬圈环流基本上稳定维持。20日，高原上的新生涡旋正向东移下高原，中心在110°E；此时120°E以东仍为波状气流控制。

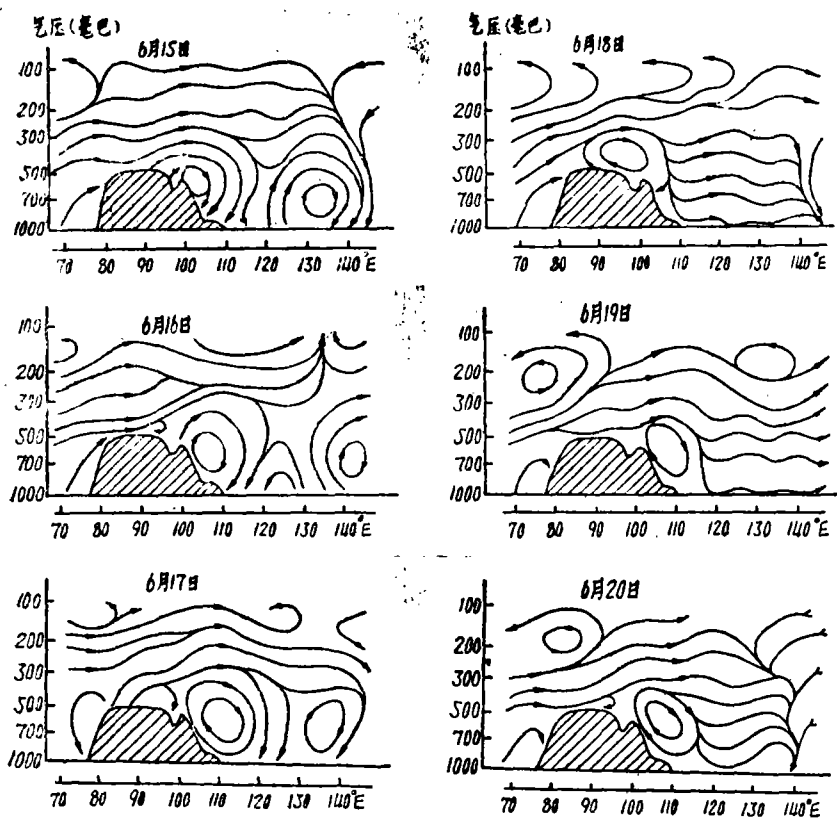


图2 1979年6月15—20日30°N纬向剖面内因涡旋脱体东移而引起的纬圈环流的变化

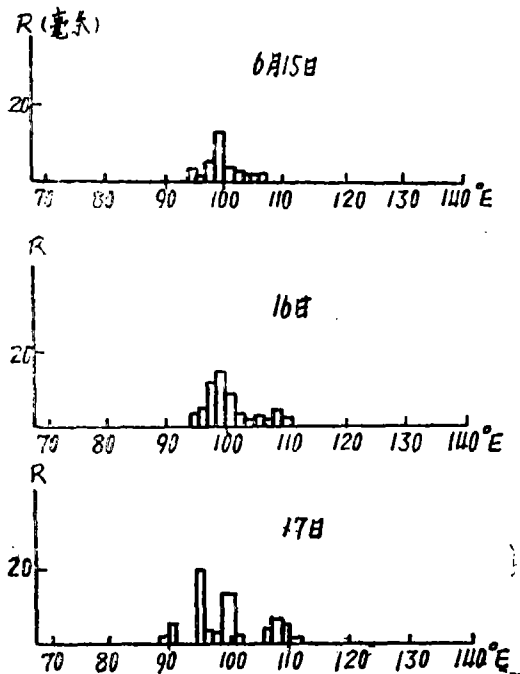


图3 沿30°N剖面内降水的实际分布随时间的变化

上述纬圈环流的变化特征与经典流体力学所揭示的^[1]外流因湍涡形成而远离固体边界的现象是类似的。这一现象在气象学上是值得重视的。因为由于涡旋的形成，使得西风气流受到阻碍，涡旋的存在犹如扩大了地形对纬向气流的抬升作用，而上升气流区正是降水区之所在。事实上，这六天中，凡涡旋的上升支气流或波动的上升区域都伴随着降水，而随着涡旋加强和脱体东移，降水区的范围亦发生变化，如图3所示。因此，研究这种脱体涡旋的生成和活动，对于高原及其以东地区的降水过程预报是有意义的。

三、数值模拟

(一) 模式的建立

由上节对观测事实的分析可以看出, 青藏高原凸缘东侧边界层内所形成的纬向涡旋是一个重要的环流系统。然而, 我们知道, 青藏高原大体为一东西长度比南北宽度要大的半椭圆地形, 西风气流除爬越高原外, 还有绕流; 绕流的存在也会对纬圈环流产生影响。但若同时考虑爬流和绕流则将使数值模拟变得复杂起来。因此, 为突出重点, 我们主要集中在模拟西风气流翻越青藏高原时, 纬向涡旋的形成及其脱体东移。我们从 XOZ 平面内的二维问题入手, 并设各变量在 y 方向上是均匀的, 故可取下列方程组

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{\partial \pi}{\partial x} + K \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + f_v - \tilde{f} w \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = - \frac{\partial \pi}{\partial z} + \lambda \theta + K \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \tilde{f} u \quad (2)$$

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} + S(z) w = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

式中 $\pi = \frac{C_p \theta_0}{A} \left(\frac{p}{1000} \right)^{\frac{AR}{C_p}}$ 用以代替气压; $\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{AR}{C_p}}$ 为位温; θ_0 为位温的平均值; $S = \frac{\partial \theta_0}{\partial z} = \frac{\theta_0}{T} (\gamma_d - \gamma)$, γ_d 为干绝热递减率, $\gamma = -\frac{\partial T}{\partial z}$; $\lambda = \frac{g}{\theta_0}$ 是常数, 即所谓的对流参数或浮力参数; $f = 2\omega \sin \varphi$, $\tilde{f} = 2\omega \cos \varphi$, ω 为地转角速度; 其余皆为常用符号。

由方程(1)–(4)可知, 我们所研究的是在绝热的非静力平衡条件下, 考虑到大气层结与湍流粘性应力作用时的二维无辐散气流运动。在考虑湍流粘性时, 我们在方程(1)中取为 $K \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$, 以强调纬向气流随高度分布不均匀的作用; 在方程(2)中取为 $K \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}$, 以强调因地形作用造成的垂直运动随 x 方向分布不均匀的效应。且假定水平的与铅直的湍流系数相同, $K = \text{常数}$ 。现在对(1)式求 $\partial/\partial z$, 对(2)式求 $\partial/\partial x$, 然后相减得

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + w \frac{\partial \Omega}{\partial z} + (\Omega + \tilde{f}) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} + K \nabla^2 \Omega - f \frac{\partial v}{\partial z} \quad (5)$$

式中 $\Omega = \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right)$ 为 Y 方向的涡度, (5)式为 Y 方向的涡度方程。若应用此方程

模拟实际纬圈剖面的环流，必须给出关于变量 v 的方程。不过，由于我们讨论的是纬圈剖面内的情形， f 可取为常数；而为求解方便，设 v 为常数，且不随高度变化。因此 $\partial v / \partial z = 0$ ；再利用(4)式，则(5)式变为

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + u \frac{\partial \Omega}{\partial x} + w \frac{\partial \Omega}{\partial z} = \lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} + K \nabla^2 \Omega \quad (6)$$

因(4)式成立，故可引入流函数 Ψ ，使

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \quad w = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (7)$$

将此式代入(3)式，得^[2]

$$\frac{\partial}{\partial(x, z)} \left(\Psi, \theta + \int_0^z S(z) dz \right) = 0 \quad (8)$$

由雅可比性质可知

$$\theta = f_1(\Psi) - \int_0^z S(z) dz \quad (9)$$

式中 $f_1(\Psi)$ 为 Ψ 的任意函数。若取 $U = \text{常数}$ ， $S = \text{常数}$ ，则可确定函数 $f_1(\Psi) = \frac{S}{U} \Psi$ 。

最后，利用(7)式和(9)式，可将(6)式表示为

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi = -\frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \Psi + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial z} \nabla^2 \Psi + K \nabla^2 (\nabla^2 \Psi) + \frac{\lambda S}{U} \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (10)$$

上式就是我们用来描写纬向剖面内西风气流越经青藏高原的二维模式方程，式中 $\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \Omega$ 。为描写气流过山，给出山脊高度方程

$$Z = \delta(x) \quad (11)$$

为求解方程(10)，给出相应的初、边条件为

$$\Psi|_{t=0} = U \cdot z \quad (12)$$

$$\Psi|_{x=-\infty} = U \cdot z \quad (13)$$

$$\left. \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right|_{z=\infty} = U \quad \text{或} \quad \Psi|_{z=\infty} = U \cdot z \quad (14)$$

$$\Psi|_{z=\delta(x)} = 0 \quad (15)$$

(二) 差分格式及数值求解

下面将方程(10)按差分格式写成差分方程, 并进行数值求解。先定义下列算符:

$$\begin{aligned}
 \Psi_x &= \frac{1}{dx} (\Psi_{i+\frac{1}{2},j} - \Psi_{i-\frac{1}{2},j}) \\
 \Psi_z &= \frac{1}{dz} (\Psi_{i,j+\frac{1}{2}} - \Psi_{i,j-\frac{1}{2}}) \\
 \Psi_{xx} &= \frac{1}{dx^2} (\Psi_{i+1,j} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i-1,j}) \\
 \Psi_{zz} &= \frac{1}{dz^2} (\Psi_{i,j+1} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i,j-1}) \\
 \overline{\Psi}^x &= \frac{1}{2} (\Psi_{i+\frac{1}{2},j} + \Psi_{i-\frac{1}{2},j}) \\
 \overline{\Psi}^{xx} &= \frac{1}{4} (\Psi_{i+1,j} + 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i-1,j}) \\
 \overline{\Psi}^{zz} &= \frac{1}{4} (\Psi_{i,j+1} + 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i,j-1}) \\
 \overline{\Psi}_x^x &= \frac{1}{2dx} (\Psi_{i+1,j} - \Psi_{i-1,j}) \\
 \overline{\Psi}_z^z &= \frac{1}{2dz} (\Psi_{i,j+1} - \Psi_{i,j-1})
 \end{aligned} \tag{16}$$

其中 dx 、 dz 分别为 x 、 z 方向的格距。将(10)式右端各项写成差分形式, 分别为

$$\begin{aligned}
 E = & -\overline{\Psi}_z^z \cdot (\Psi_{xx} + \Psi_{zz})_x^x + \overline{\Psi}_x^x (\Psi_{xx} + \Psi_{zz})_z^z + \frac{\lambda S}{U} \overline{\Psi}_x^x \\
 & + K [(\Psi_{xx} + \Psi_{zz})_{xx} + (\Psi_{xx} + \Psi_{zz})_{zz}]
 \end{aligned} \tag{17}$$

为下面讨论及编制程序方便起见, 将(17)式写成

$$E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 \tag{18}$$

其中 E_1 为水平平流作用项

$$E_1 = -\overline{\Psi}_z^z \cdot (\Psi_{xx} + \Psi_{zz})_x^x \tag{19}$$

E_2 为垂直对流传送项,

$$E_2 = \overline{\Psi_x^2} \cdot \overline{(\Psi_{xx} + \Psi_{zz})^2} \quad (20)$$

E_3 为大气层结因子作用项,

$$E_3 = \frac{\lambda S}{U} \overline{\Psi_x^2} \quad (21)$$

E_4 为湍流摩擦应力作用项,

$$E_4 = K [(\Psi_{xx} + \Psi_{zz})_{xx} + (\Psi_{xx} + \Psi_{zz})_{zz}] \quad (22)$$

于是可将方程(10)写成

$$-\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \Psi = \nabla^2 \frac{\partial \Psi}{\partial t} = E$$

令 $T = \partial \Psi / \partial t$, 上式可简写为

$$\nabla^2 T = E \quad (23)$$

方程(23)为二维泊松方程, 可进行数值求解。在求得全场的 T 值后, 我们采用向前差分格式作时间积分, 求出下一时刻的流函数值

$$\Psi_{ij}^{n+1} = \Psi_{ij}^n + T_{ij}^n \cdot \Delta t \quad (24)$$

(三) 差分网格及初、边条件的处理

(1) 差分网格的选取: 取纬向全长为2000公里, 气流顶高为40公里作为模拟区域。模式中采用公里一小时单位制。取水平网格距 $dx = 40$ 公里, 垂直格距 $dz = 2$ 公里, 整个区域中格点数为 50×21 。数值计算时, 采用Seidel迭代法求解方程(23)。

(2) 初、边条件的确定: 我们的目的是要了解不同因子作用下, 扰动生成、发展及移动的特性, 因此, 在试验中初始场按三种气流情况给出。(i) $U = \text{常数}$, 即认为初始时刻气流为平直西风; (ii) $U = u_\kappa (1 - e^{-\alpha z} \cos \alpha z)$, 即认为基本流场是 Ekman 廓线 (iii) $U = a \sin \omega z$, 即基本流场随高度按正弦分布。

取固定边界条件, 即在边界上

$$T = \frac{\partial \Psi}{\partial t} \Big|_r = 0, \quad \Psi|_r = \text{常数} \quad (25)$$

这样处理, 对于上游边界来说意味着上游没有扰动进入所试验的区域; 对于顶层来说, 这表示40公里高度上对大气层加了个盖子; 而对下游来说, 固定边界使系统移不出去, 从而使计算稳定时间减少, 但在实际计算中发现这种影响比起非线性项所引起的计算不稳定要慢得多。对下边界的处理, 我们采用在每计算一个时次之前先给地形区域 $Z = \delta(x)$ 网格点上赋值为零,

$$\text{即} \quad \Psi_{ij}|_\delta = 0, \quad E_{ij}|_\delta = 0 \quad (i, j \in \delta(x)) \quad (26)$$

在本文模式中取地形为上底 240 公里, 下底 800 公里, 高 4 公里的梯形截面, 它与实际青藏高原在 30°N 上的地形剖面相近。

(3) 平滑运算: 在数值计算过程中, 我们适当地加进了三点、五点和九点平滑运算, 平滑公式分别为

$$X_{ij} = \frac{1}{3} (X_{i-1,j} + X_{ij} + X_{i+1,j}) \quad (27)$$

$$X_{ij} = X_{ij} + \frac{\varepsilon}{4} (X_{i+1,j} + X_{i-1,j} + X_{i,j+1} + X_{i,j-1} - 4X_{ij}) \quad (28)$$

$$X_{ij} = X_{ij} + \frac{\varepsilon}{2} (1-\varepsilon) (X_{i+1,j} + X_{i-1,j} + X_{i,j+1} + X_{i,j-1} - 4X_{ij}) + \frac{\varepsilon}{4} (X_{i+1,j+1} + X_{i-1,j-1} + X_{i+1,j-1} + X_{i-1,j+1} - 4X_{ij}) \quad (29)$$

在试验中取 $\varepsilon = 0.5$ 。

四、结果与讨论

本文按以下一些参数: $S = 4 \times 10^{-3}$ 度/米, $K = 15 \text{米}^2/\text{秒}$, $U = 16 \text{米/秒}$, $U = u_z (1 - e^{-\alpha z} \cos \alpha z)$ 米/秒, $U = a \sin \omega z$ 米/秒, 计算了高原及其邻近地区纬向剖面的流场随时间的演变过程。下面分几种情况简述一下试验的结果。

(一) 在稳定层结下, 考虑了湍流粘性作用, 基本气流为常数的情形。 $U = 16 \text{米/秒}$, 时间步长取 $\Delta t = 1$ 小时, 经计算, 得到了各时次的流线图, 如图 4 所示。

由图 4 可见, 第一个时次在山脊上空就产生了扰动, 下游还可见到两个波前阵线。第二个时次, 扰动在山脊迎风坡增强且向上传播, 同时有波前阵线向下游移去。第三个时次, 扰动进一步增大, 边界层内出现转子流。第四个时次, 波动得到极大发展, 背风坡的涡旋移下高原, 而山脊迎风坡的涡旋原地迅速增长。显然, 这种波动将趋于不稳定, 这是由于非线性项所引起的不稳定造成的, 同时也因时间步长取得较大的缘故。仅从这四个时次的演变看, 有两点是值得提出来的: 第一, 是模式模拟出来的扰动首先发生于紧靠山脊的上游一方, 在迎风面山脊处有最大风速出现, 随着时间增加, 最大风速区向下游移动, 这与我们从实际资料分析的结果是一致的。第二, 在紧邻山脊的下游一方出现了涡旋, 这是与实况比较一致的另一个有意义的现象。但是在第四个时次所出现的山脊上游波动有巨大增幅的现象与实况不符。

为了能真实反映实际过程的特点, 我们把模拟的时间步长缩短到 $\Delta t = 0.25$ 小时, 模拟中模式及其参数与上述一样, 所得到的流线图与实际情况甚为一致。我们取第 17 时次为例, 其结果如图 5 所示。

由图 5 可见, 波动在下游增大, 第一个涡旋已远离高原, 第二个涡旋正在高原边界层内形成, 在山脊上游尚未出现波动的非线性巨大增长现象。比较图 4 和图 5 可知, 缩短时间步长可以抑制非线性不稳定的增长, 从而延长了数值模拟时间, 使模拟过程更接近于实际情况。

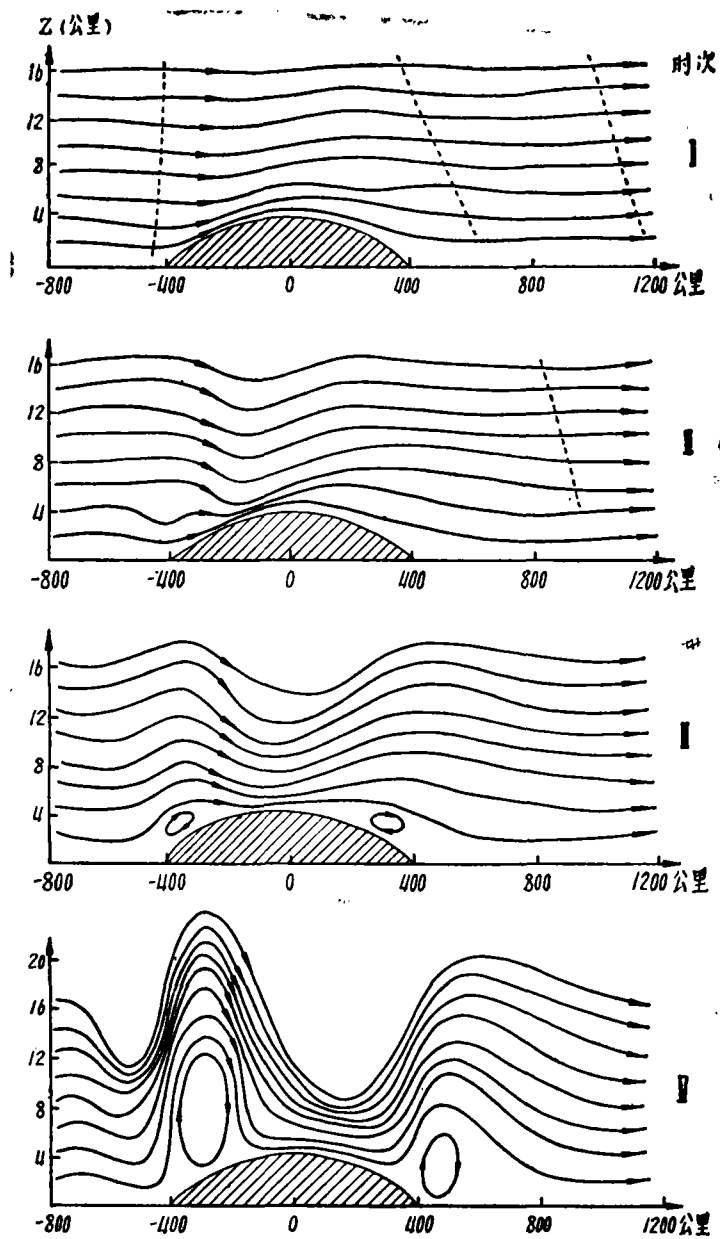


图 4 $U=16$ 米/秒, $S=4 \times 10^{-3}$ 度/米, $K=15$ 米²/秒, $\Delta t=1.0$ 小时, 各时次流线图

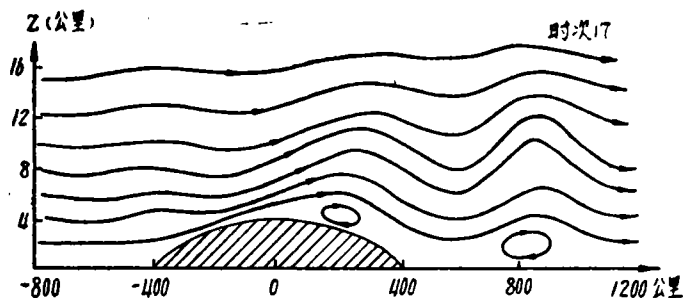


图5 模式与参数同图4, $\Delta t = 0.25$ 小时, 第17时次流线图

(二) 为了能对实际的纬圈环流作出“逼真”的描写, 我们改变初始条件, 在所考虑的区域将风速随高度的分布按Ekman廓线来给定, 即令 $\Psi|_{t=0} = u_g(1 - e^{-\alpha z} \cos \alpha z) \times z$, 时间步长取 $\Delta t = 0.25$ 小时, 所得各时次的流线图如图6所示。

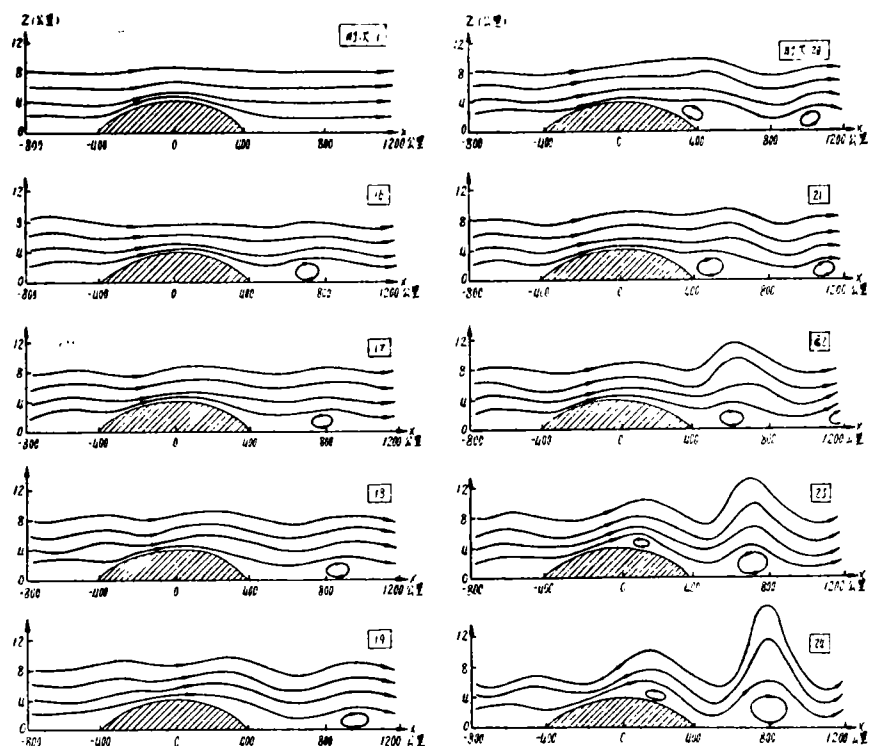


图6 基本流场为Ekman分布, $U = u_g(1 - e^{-\alpha z} \cos \alpha z)$ 米/秒,
 $S = 4 \times 10^{-3}$ 度/米, $K = 15 \text{米}^2/\text{秒}$, $\Delta t = 0.25$ 小时, 各时次流线图

从图6可以看出, 在第13时次产生了背风涡旋, 嗣后脱体东移, 如第16、17、18时次流线图所示。在第20时次凸缘东侧又形成新的涡旋向下游移动, 且有所增强。再后, 于第23时次, 高原上再次新生一涡旋, 到第24时次因下游涡旋增强, 扰动振幅亦增大, 涡

旋东移速度减慢,但最后终因时间步长仍嫌大,非线性不稳定又将发生,从而令计算终止。

(三) 在试验过程中,为了能考虑平流层大气中随着夏季到来会出现绕极反气旋从而使整个平流层为东风气流时,上层东风对下层纬圈环流的影响,我们又给出20公里以上为东风的初始风场垂直分布,取 $U = 16 \sin \frac{\pi}{20} z$ 米/秒,仍取 $S = 4 \times 10^{-3}$ 度/米, $K = 15$ 米²/秒,并令时间步长 $\Delta t = 0.5$ 小时,计算结果绘于图7。

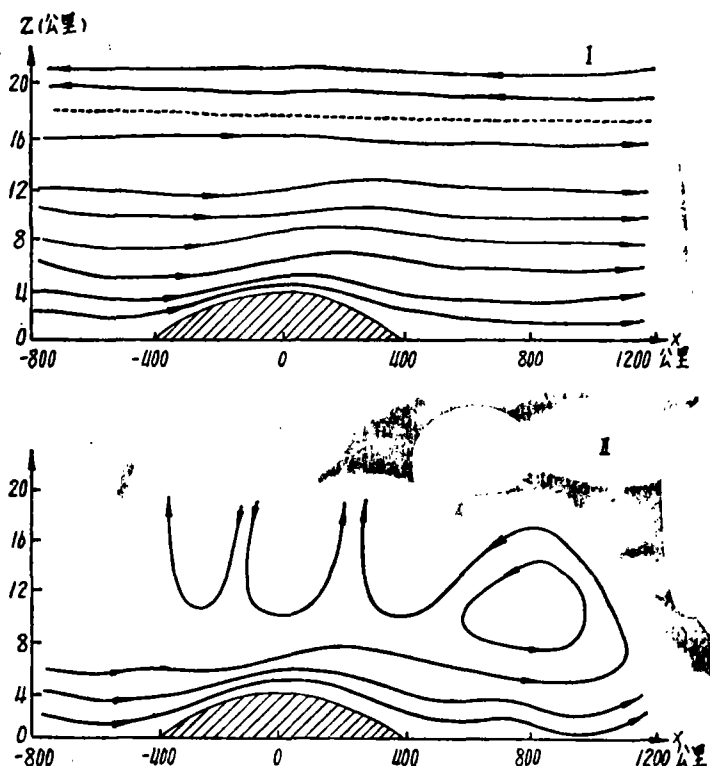


图7 上层有东风气流时,各时次流线图

$$U = 16 \sin \frac{\pi}{20} z, S = 4 \times 10^{-3} \text{度/米}, K = 15 \text{米}^2/\text{秒}, \Delta t = 0.5 \text{小时}.$$

由图7可见,在新的风场分布下,模拟的第2个时次便出现了东风下传,东风由原来为平直气流,从20公里以上的高层向下伸展到12公里。且在大地形以东12公里高度上出现了一个反向的纬圈环流涡旋。这个涡旋的下沉气流与低层翻越高原后沿背风坡下沉的气流相汇合。加强了那里的下沉气流。这一环流特征与夏季东亚地区 30°N 纬圈环流的实际情况相类似。

五、结 语

第一,由上述可知,无论是从实际观测资料分析结果来看,还是从数值模拟研究来看,两者均表明,当西风气流越经高原,边界层内形成涡旋。这种现象与经典流体力学

中所指出的当流体(不论是层流或湍流)经过尖缘(或圆化钝缘)时,由于粘性作用会导致涡旋形成的原理是一致的。当然,大气是层结流体,层结对纬向涡旋的形成是不可忽视的因子。它使得高原大气边界层内涡旋的形成更有规律性。

第二,青藏高原大气边界层内纬向涡旋的形成及其脱体东移,在气象学上具有重要意义。因为高原边界层内涡旋形成后,当它脱体东移时,便使高原所在纬度的纬圈环流发生重大改变。纬向涡旋的存在使得西风气流远离高原边界,纬圈环流的波状气流的上升支与涡旋的上升气流配合一致,促使垂直运动增强,有利于形成降水区。随着涡旋的脱体东移,降水区也东移。这可能使我们对那些在等压面天气图上找不到天气系统的降水区得到合理的解释。所以,涡旋脱体东移的规律具有一定的预报意义。

第三,值得指出的是,当初始风场在上层为东风时,数值模拟表明,这时在高原东侧200—300毫巴上会出现纬圈反向涡旋,它的下沉气流与低层沿高原背风坡下沉的气流相汇合,造成高原东侧的下沉运动增强,从而有可能对紧邻高原东侧的川东地区的天气产生影响。

第四,在模式中实际上没有考虑柯氏力项 f_v 。这是因为在讨论 XOZ 平面的二维问题时可取 f 为常数;而当对方程(1)求 $\partial/\partial z$ 后,柯氏力项变为 $f(\partial v/\partial z)$,所以在假定 v =常数且不随高度变化的情况下,模式方程(10)中柯氏力项也就自然不存在了。我们知道,柯氏力项对运动起着稳定的作用,保留它本可使积分的时次更长些,这一项被略去是有缺陷的,但考虑到运动分量 v 的本身很小,要精确地计算 $\partial v/\partial z$ 有困难。权衡利弊,暂时只好把它略去。其次,我们在热力学方程(3)中略去了 $\partial\theta/\partial t$ 项。若考虑 $\partial\theta/\partial t \neq 0$,则温度场是非定常的,这样,把温度场的非定常扰动加进模式会使问题复杂化。所以,本文是在 S =常数 >0 的稳定层结下讨论问题而不考虑温度非定常性作用。而且对平流层和对流层都采用了相同的 S 值,这也是有局限性的。

此外,在模拟中,我们所采用的湍流粘性系数 K 的值偏大一些,也许就是因为这一点,使得模拟中涡旋形成过早了些,以致于在数值模拟中的涡旋形成与实际涡旋形成在时间尺度上存在着差异,这是需要改进的。

参 考 文 献

- [1] L. 普朗特著(1947), 郭永怀译, 流体力学概论, 科学出版社, 1966。
- [2] Л. Н. 古特曼著(1969), 曲延禄译, 中尺度气象过程非线性理论引论, 科学出版社, 1976。

A STUDY OF NUMERICAL SIMULATION OF ZONAL VORTEX FORMATION IN THE BOUNDARY LAYER OVER THE QINGHAI-XIZANG PLATEAU

Zhang Jijia* Peng Yongqing Wang Dingliang Qian Weihong

ABSTRACT

Based on dynamical analysis of data both from conventional and special observations in the Scientific Experiment over the Plateau made in 1979, with turbulent viscous stress and atmospheric stratification considered and by using a two-dimensional model designed to describe the passage of the westerlies over the Plateau on a zonal cross-section, a simulation is made of the formation of zonal vortices in the Plateau boundary layer and their eastward movement out of the prominence as well as the variations of the zonal circulation caused thereby, etc.

* State Meteorological Administration, PRC