

次天气尺度低空急流的形成

高守亭

孙淑清

(成都气象学院) (中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文指出次天气尺度低空急流的超地转特征主要是由变压风叠加在地转风场上所致。并且高层辐散引起低层辐合, 上下层质量调整是造成低层出现变压风的一个重要原因。明确了暴雨对急流反馈的直接效果就是增加其变压风。通过一个实例的诊断分析, 对上述观点进行了验证。

一、前 言

低空西南风急流是引起我国暴雨的主要天气系统之一。陶诗言等早在讨论长江流域的暴雨时就提到这支急流的作用^[1], 后来从统计关系得知, 暴雨同低空急流的相关率达70%以上^[2]。近年来, 国内外对次天气尺度低空急流的形成、结构特点以及它同暴雨的关系做了许多分析研究^[2-5]。但在急流的成因上尚存在着各种说法, 并且暴雨对急流的反馈作用并不十分清楚。本文将探究这些问题。

二、次天气尺度低空急流的形成

低空急流作为一种天气系统, 存在着尺度上的差别。如索马里急流是大尺度的急流, 它的成因受大尺度的位涡守恒所制约^[6,7]。在暴雨期间伴随出现的局地范围的低空急流, 其成因与垂直对流动量下传有关^[8,9]。与暴雨关系最密切的是次天气尺度的低空急流, 因为它常发生在暴雨之前, 不仅对暴雨区起着暖湿输送带的作用, 而且起着动力上的抬升和触发作用。从普查天气图发现, 此急流生成区与明显的700毫巴或850毫巴上变高梯度区相对应。这一事实使我们想到, 变压风叠加在基本流场上可引起急流。王德瀚等^[2]在一次低空西南风急流暴雨分析中提到, 造成这次急流的原因可能是变压风。L. W. Uccellini 和 D. R. Johnson^[4]从高低空急流的相互耦合关系出发, 指出变压风对这类急流形成的重要作用。本节运用准一级地转近似方程, 给出在某些条件下急流的超地转风就是变压风。

由运动方程

$$\dot{u} = \frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + f v \quad (2.1)$$

1981年11月28日收到, 1982年7月23日收到修改稿。

$$\dot{\rho} = \frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} - fu \quad (2.2)$$

对时间求个别导数得:

$$\begin{aligned} \ddot{u} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} - \frac{u}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - \frac{v}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial y} - \frac{w}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial z} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{\partial P}{\partial x} \\ & + \frac{u}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{v}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{w}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial P}{\partial x} + f\dot{v} \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \ddot{v} = & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial y \partial t} - \frac{u}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial y} - \frac{v}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} - \frac{w}{\rho} \frac{\partial^2 P}{\partial y \partial z} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} \frac{\partial P}{\partial y} \\ & + \frac{u}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{v}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{w}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial P}{\partial y} - f\dot{u} \end{aligned} \quad (2.4)$$

这里 $f = f_0$ 取为常数。

因为我们研究的是次天气尺度的低空急流, 所以取如下特征尺度并利用 quasi-Boussinesq 近似, 将方程 (2.3) 和 (2.4) 进行无量纲化。

$$\begin{aligned} L = 5 \times 10^5 \text{ 米}, \quad H = 10^4 \text{ 米}, \quad U = 10 \text{ 米/秒}, \quad w = 10^{-2} \text{ 米/秒}, \\ \bar{f} = 10^{-4} / \text{秒}, \quad P = 10^5 \text{ 千克/米} \cdot \text{秒}, \quad T = 10^2 K. \end{aligned}$$

则有:

$$\begin{aligned} (x, y) = L(x_1, y_1), \quad z = Hz_1, \quad (u, v) = U(u_1, v_1), \\ w = Ww_1, \quad f = \bar{f}f_1, \quad \rho = \frac{P}{RT}\rho_1 = \pi\rho_1, \quad t = \frac{L}{U}t_1 = \tau t_1, \end{aligned}$$

等。

把以上各量及有关导出量代入方程 (2.3) 和 (2.4), 经整理后得出含有小参数的无量纲方程:

$$\begin{aligned} \epsilon_1 \left[\frac{\partial^2 u_1}{\partial t_1^2} + u_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial t_1} + \frac{\partial u_1}{\partial t_1} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + 2V_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial y_1 \partial t_1} + \frac{\partial v_1}{\partial t_1} \frac{\partial u_1}{\partial y_1} + u_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial t_1} \right. \\ \left. + u_1 \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right)^2 + u_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1^2} + u_1 \frac{\partial V_1}{\partial x_1} \frac{\partial u_1}{\partial y_1} + 2u_1 V_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial y_1} \right. \\ \left. + \frac{\partial u_1}{\partial y_1} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + V_1^2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial y_1^2} + V_1 \frac{\partial V_1}{\partial y_1} \frac{\partial u_1}{\partial y_1} \right] + \epsilon_2 \left(w_1 \frac{\partial^2 w_1}{\partial z_1 \partial t_1} + \frac{\partial w_1}{\partial t_1} \frac{\partial u_1}{\partial z_1} \right. \\ \left. + u_1 w_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial z_1} + u_1 \frac{\partial w_1}{\partial x_1} \frac{\partial u_1}{\partial z_1} + 2V_1 w_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial y_1 \partial z_1} + v_1 \frac{\partial w_1}{\partial y_1} \frac{\partial u_1}{\partial z_1} \right. \\ \left. + w_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z_1 \partial t_1} + w_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_1 \partial z_1} + w_1 \frac{\partial u_1}{\partial z_1} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + w_1 \frac{\partial V_1}{\partial z_1} \frac{\partial u_1}{\partial y_1} \right) \\ + \epsilon_3 \left(w_1^2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z_1^2} + w_1 \frac{\partial w_1}{\partial z_1} \frac{\partial u_1}{\partial z_1} \right) + \epsilon_4 \frac{w_1}{\rho_1} \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x_1 \partial z_1} \\ + \epsilon_5 \left(\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial^2 P_1}{\partial x_1 \partial t_1} + \frac{u_1}{\rho_1} \frac{\partial^2 P_1}{\partial x_1^2} + \frac{v_1}{\rho_1} \frac{\partial^2 P_1}{\partial x_1 \partial y_1} \right) + \epsilon_6 \left(\frac{u_1}{\rho_1^2} \frac{\partial P_1}{\partial x_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial x_1} \right. \\ \left. + \frac{v_1}{\rho_1^2} \frac{\partial P_1}{\partial x_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial y_1} \right) + \epsilon_7 \frac{w_1}{\rho_1^2} \frac{\partial P_1}{\partial x_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial z_1} + \frac{1}{\rho_1} f_1 \frac{\partial P_1}{\partial y_1} + f_1^2 u_1 = 0 \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon_1 \left[\frac{\partial^2 V_1}{\partial t_1^2} + u_1 \frac{\partial^2 V_1}{\partial x_1 \partial t_1} + \frac{\partial u_1}{\partial t_1} \frac{\partial V_1}{\partial x_1} + 2V_1 \frac{\partial^2 V_1}{\partial y_1 \partial t_1} + \frac{\partial V_1}{\partial t_1} \frac{\partial V_1}{\partial y_1} + u_1 \frac{\partial^2 V_1}{\partial x_1 \partial t_1} \right. \\
+ u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \frac{\partial V_1}{\partial x_1} + u_1^2 \frac{\partial^2 V_1}{\partial x_1^2} + u_1 \frac{\partial V_1}{\partial x_1} \frac{\partial V_1}{\partial y_1} + 2u_1 V_1 \frac{\partial^2 V_1}{\partial x_1 \partial y_1} \\
+ V_1 \frac{\partial u_1}{\partial y_1} \frac{\partial V_1}{\partial x_1} + V_1 \left(\frac{\partial V_1}{\partial y_1} \right)^2 + V_1^2 \frac{\partial^2 V_1}{\partial y_1^2} \left. \right] + \varepsilon_2 \left(w_1 \frac{\partial^2 V_1}{\partial x_1 \partial t_1} \right. \\
+ \frac{\partial w_1}{\partial t_1} \frac{\partial V_1}{\partial x_1} + u_1 \frac{\partial w_1}{\partial x_1} \frac{\partial V_1}{\partial z_1} + 2u_1 w_1 \frac{\partial^2 V_1}{\partial x_1 \partial z_1} + V_1 \frac{\partial w_1}{\partial y_1} \frac{\partial V_1}{\partial z_1} \\
+ 2V_1 w_1 \frac{\partial^2 V_1}{\partial y_1 \partial z_1} + w_1 \frac{\partial^2 V_1}{\partial z_1 \partial t_1} + w_1 \frac{\partial u_1}{\partial z_1} \frac{\partial V_1}{\partial x_1} + w_1 \frac{\partial V_1}{\partial z_1} \frac{\partial V_1}{\partial y_1} \left. \right) \\
+ \varepsilon_3 \left(w_1 \frac{\partial w_1}{\partial z_1} \frac{\partial V_1}{\partial z_1} + w_1^2 \frac{\partial^2 V_1}{\partial z_1^2} \right) + \varepsilon_4 \frac{w_1}{\rho_1} \frac{\partial^2 P_1}{\partial y_1 \partial z_1} \\
+ \varepsilon_5 \left(\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial^2 P_1}{\partial y_1 \partial t_1} + \frac{u_1}{\rho_1} \frac{\partial^2 P_1}{\partial x_1 \partial y_1} + \frac{V_1}{\rho_1} \frac{\partial^2 P_1}{\partial y_1^2} \right) + \varepsilon_6 \left(\frac{u_1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial y_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial x} \right. \\
\left. + \frac{V_1}{\rho_1^2} \frac{\partial P_1}{\partial y_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial y_1} \right) + \varepsilon_7 \frac{w_1}{\rho_1} \frac{\partial P_1}{\partial y_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial z_1} + f_1 v_1 - \frac{1}{\rho_1} f_1 \frac{\partial P_1}{\partial x_1} = 0 \quad (2.6)
\end{aligned}$$

其中小参数:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_1 &= \frac{U^2}{L^2 \bar{f}} = R_0^2 \sim 4 \times 10^{-2} & \varepsilon_2 &= \frac{WU}{LH\bar{f}} = R_0 R_1 \sim 2 \times 10^{-3} \\
\varepsilon_3 &= \frac{W^2}{H^2 \bar{f}^2} = R_1^2 \sim 10^{-4} & \varepsilon_4 &= \frac{W}{H\bar{f}} = R_1 \sim 10^{-2} \\
\varepsilon_5 &= \frac{U}{L\bar{f}} = R_0 \sim 10^{-1} & \varepsilon_6 &= \frac{U^2}{gH} = F, \sim 10^{-3} \\
\varepsilon_7 &= \frac{U^2}{gH\sigma_r} = \frac{1}{R_i} \sim 10^{-2}
\end{aligned}$$

式中 R_0 为罗斯贝数, R_1 为类罗斯贝数, F 为弗兰德数, R_i 为里查逊数. 因 R_0 , R_1 , F , R_i 是独立的参数, 故可把无量纲量进行多参数展开:

$$\begin{aligned}
P_1 &= P^{(0)} + R_0 P^{(1)} + \frac{1}{R_i} P^{(2)} + R_1 P^{(3)} + F P^{(4)} + R_0 R_1 P^{(5)} + \dots \\
u_1 &= u^{(0)} + R_0 u^{(1)} + \frac{1}{R_i} u^{(2)} + R_1 u^{(3)} + F u^{(4)} + R_0 R_1 u^{(5)} + \dots \\
V_1 &= V^{(0)} + R_0 V^{(1)} + \frac{1}{R_i} V^{(2)} + R_1 V^{(3)} + F V^{(4)} + R_0 R_1 V^{(5)} + \dots \\
W_1 &= W^{(0)} + R_0 W^{(1)} + \frac{1}{R_i} W^{(2)} + R_1 W^{(3)} + F W^{(4)} + R_0 R_1 W^{(5)} + \dots
\end{aligned}$$

把展开后的各量代入 (2.5) 和 (2.6) 式, 对比各参数的同次幂, 可得如下零级近似方程:

$$f_1 u^{(0)} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P^{(0)}}{\partial y_1} \quad (2.7)$$

$$f_1 V^{(0)} = \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial P^{(0)}}{\partial x_1} \quad (2.8)$$

若考虑了含有 R_0 的一次幂后, 有一级近似:

$$u_1 = u^{(0)} + R_0 \left(-\frac{1}{\rho_1 f_1^2} \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial x_1 \partial t_1} - \frac{u^{(0)}}{\rho_1 f_1^2} \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial x_1^2} - \frac{V^{(0)}}{\rho_1 f_1^2} \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial x_1 \partial y_1} - \frac{1}{\rho_1 f_1} \frac{\partial P^{(1)}}{\partial y_1} \right) \quad (2.9)$$

$$V_1 = V^{(0)} + R_0 \left(-\frac{1}{\rho_1 f_1^2} \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial y_1 \partial t_1} - \frac{u^{(0)}}{\rho_1 f_1^2} \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial x_1 \partial y_1} - \frac{V^{(0)}}{\rho_1 f_1^2} \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial y_1^2} + \frac{1}{\rho_1 f_1} \frac{\partial P^{(1)}}{\partial x_1} \right) \quad (2.10)$$

(2.9) 和 (2.10) 式是平衡关系式。若 $u^{(0)}$ 和 $V^{(0)}$ 用 (2.7) 和 (2.8) 式的右端表示, 则 (2.9) 和 (2.10) 式就变成了关于 u_1 和 V_1 的诊断方程。

为了使 (2.9) 和 (2.10) 式的各项物理意义更清楚, 取新的无量纲坐标 s (对应 x_1) 沿等压线方向, n (对应 y_1) 垂直等压线沿气压梯度力的方向, 利用曲率公式及正交关系, 并令

$$u_s^{(1)} = -\frac{1}{\rho_1 f_1} \frac{\partial P^{(1)}}{\partial y_1}, \quad v_s^{(1)} = \frac{1}{\rho_1 f_1} \frac{\partial P^{(1)}}{\partial x_1},$$

(2.9) 和 (2.10) 式可化为:

$$u_{1s} = u_s^{(0)} + R_0 \left(J_s + \frac{u_s^{(0)}}{\rho_1 f_1} k_s \frac{\partial P^{(0)}}{\partial n} - \frac{1}{\rho_1 f_1} V_n^{(0)} k_n \frac{\partial P^{(0)}}{\partial n} + u_{1s}^{(1)} \right) \quad (2.11)$$

$$V_{1n} = V_n^{(0)} + R_0 \left(J_n - \frac{u_s^{(0)}}{\rho_1 f_1} k_n \frac{\partial P^{(0)}}{\partial n} + \frac{1}{\rho_1 f_1} V_n^{(0)} \frac{\partial u_s^{(0)}}{\partial n} + V_{1n}^{(1)} \right) \quad (2.12)$$

其中 $J_s = -\frac{1}{\rho_1 f_1^2} \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial s \partial t_1}$, $J_n = -\frac{1}{\rho_1 f_1^2} \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial n \partial t_1}$ 为变压风, $k_s = \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial s^2} / \frac{\partial P^{(0)}}{\partial n}$ 为等压线的曲率 (气旋式为正), $k_n = \frac{\partial^2 P^{(0)}}{\partial s \partial n} / \frac{\partial P^{(0)}}{\partial n}$ 为等压线的正交曲率 (等压线辐合为正)。

从方程 (2.11) 和 (2.12) 可得出如下两种简单结果:

1. $k_s = k_n = 0$, 这相当于等压线平直分布 (可不均)

$$u_{1s} = u_s^{(0)} + R_0 u_{1s}^{(1)} + R_0 J_s \quad (2.13)$$

$$V_{1n} = V_n^{(0)} + R_0 V_{1n}^{(1)} + R_0 J_n \quad (2.14)$$

$(u_s^{(0)}, V_n^{(0)})$ 和 $(u_{1s}^{(1)}, v_{1n}^{(1)})$ 分别是地转风分量的零级和对应 R_0 一次幂的近似, 非地转风为:

$$u'_s = u_{1s} - (u_s^{(0)} + R_0 u_{1s}^{(1)}) = R_0 J_s \quad (2.15)$$

$$V'_n = V_{1n} - (V_n^{(0)} + R_0 V_{1n}^{(1)}) = R_0 J_n \quad (2.16)$$

可见这时非地转风就是变压风。

2. $k_s \neq 0$, $k_n = 0$ 时, 相当等压线为同心圆族的情况

$$u_{1s} = u_s^{(0)} + R_0 \left(J_s - \frac{k_s}{f_1} u_s^{(0)s} + u_{1s}^{(1)} \right) \quad (2.17)$$

$$V_{1n} = V_n^{(0)} + R_0 \left(J_n + \frac{V_n^{(0)}}{f_1} \frac{\partial u_s^{(0)}}{\partial n} + V_{1n}^{(1)} \right) \quad (2.18)$$

有非地转风:

$$u'_s = R_0 J_s - R_0 \frac{k_s}{f_1} u_s^{(0)s} \quad (2.19)$$

$$V'_n = R_0 J_n + R_0 \frac{V_n^{(0)}}{f_1} \frac{\partial u_s^{(0)}}{\partial n} \quad (2.20)$$

$\frac{k_s}{f_l} u_r^{(0)}$ 与 $v_n^{(0)} \frac{1}{f_l} \frac{\partial u_r^{(0)}}{\partial n}$ 的值,一般很小,只有当 $k_s \sim 10^3$,具体说,在半径 $R \leq 500$ 公里时,因曲率作用而产生的向心加速度较大, $\frac{k_s}{f_l} u_r^{(0)}$ 这一项达到与变压风同量级。因此在明显弯曲等压线附近计算偏差风时,要考虑曲率项的作用。

上述分析表明,风速的超地转现象,主要是由变压风造成的。另外同气压梯度的非均匀分布以及等压线的弯曲也有关系。

从上面的诊断方程不能得出变压风的成因。究竟在什么样的有利条件下变压风才会明显出现以促进急流的形成呢? 这是最引起人们关心的问题,我们认为在以下两种条件下,对变压风的形成是最有利的。

1. 青藏高压控制区的东北部 200 毫巴上下,由于常发生明显的风的分流现象,造成高空辐散,促使低空形成明显的变压风。这在我国夏季是比较典型的。除此情况外,对流层上部 300—200 毫巴强风速中心(急流中心或大风中心)左前方和后方存在着明显的辐散,这辐散区的下层也会有明显的变压风形成,这种情况可能在春季较典型,关于这方面的详细讨论参看文献^[4,10]。本文下面将给出我国夏季情况的典型例子。

2. 带状积雨云区内,不断释放潜热,潜热作为热量源的一种形式加暖了气柱,结果造成流场上的热成风涡度同温度场热成风涡度的不平衡,出现了非热成风。而非热成风的适应过程就要经过上下层的质量调整,造成高层辐散低层辐合,促使变压风的形成,暴雨对急流的反馈效应就是通过加大其变压风而完成的。

三、一个实际例子的诊断分析

为了说明急流的成因,选取了 1979 年 6 月 18—19 日江淮入梅期的一个实例作了诊断分析。

1. 变压风的作用

这次急流是在 19 日 08 时生成于 800—700 毫巴层次,位于安庆,南京到射阳一线(图 1)。急流中心在南京附近,南京的风速达 22 米/秒,有 6 米/秒以上的超地转风。这支急流形成前 12 小时(图略),长江中下游处于华东高压后部,风速很少超过 12 米/秒。当时南京只有 8 米/秒的偏西南风。在其上游也并没有较强的风速平流,芷江、长沙、南昌一线只有 4—6 米/秒的西南风。12 小时变高梯度在长江中下游也不明显。到了 19 日 08 时(图略),形势有很大变化,此时起着阻塞作用的高压坝明显减弱,而原来被阻于陕南到四川的低槽加深东移,从副高的西北缘到高空槽前的地带气压梯度也加大了。而更为重要的是这时该地区变高场梯度的增大比气压梯度的加强更为明显。而其中变高场在安庆至射阳地区有一个较强的密集地带。计算南京、射阳两站的地转风、变压风并和实测风进行对比,19 日 08 时,在 700 毫巴上南京的地转风为 13 米/秒,实测风则为 19 米/秒,有 6 米/秒的非地转风。用变压风公式计算南京与射阳两站各个时刻的变压风,给出图 2、图 3,点划线即为地转风加变压风的值,可见,在 18 日 20 时至 19 日 08 时之间,地转偏差最大,而这时变压风的值也明显,平均约为 6 米/秒,在地转风上叠加上变压风,正好与实测风速相

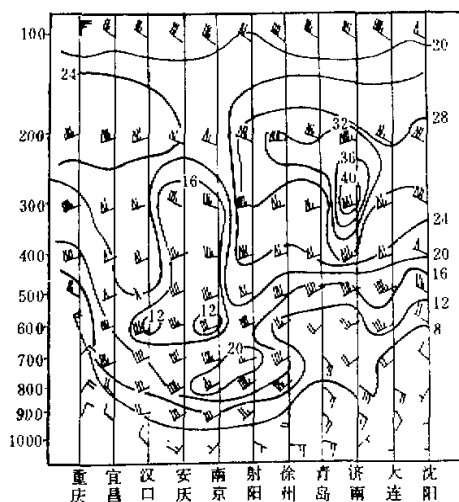


图 1 1979 年 6 月 19 日 08 时沿急流轴线风速分布垂直剖面图

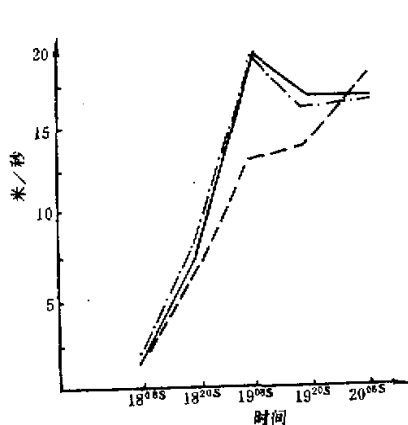


图 2 南京站实测风(实线)、地转风(虚线)及地转风加变压风(点划线)时间剖面图

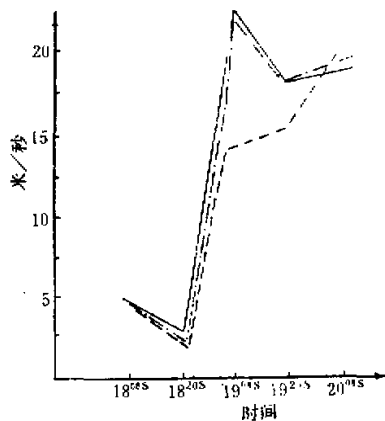


图 3 射阳站实测风(实线)、地转风(虚线)及地转风加变压风(点划线)时间剖面图

符。这就表明低层风场中风速的加大除了气压梯度变化所反映的地转风加大外,变高场变化所导致的变压风加大,则是风场超地转特性的一个重要标志。而且局地非地转风的加大也是形成中尺度大风中心的一个重要原因。

前面指出,变压风的形成是由于上下层质量调整的结果。为了弄清这一点,我们对高低层平均散度场作了对比分析(使用六个计算点的散度资料),并制作了急流形成区内平均散度的垂直分布(图 4)。从图 4 可以看出,青藏高压区东北部 200 毫巴上下,有一个明显的高空辐散区。这是由于此地产生风的分流现象引起的(图 5)。这个辐散区在 18 日 20 时已开始出现,经过 12 小时后,到 19 日 08 时已达到最大,并且 500 毫巴以上的辐散

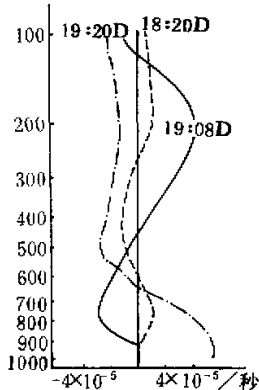


图4 急流轴及其左侧附近区域平均散度的铅直分布图

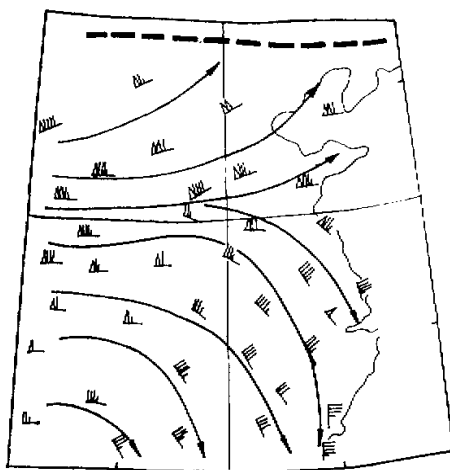


图5 1979年6月18日20时200 mb面上风场分布图。粗断线为高空急流轴线

是大于低层辐合的。在这一段时间内高空散度场起着抽气机的作用。根据连续性方程,低空500毫巴以下应有明显辐合进行补偿。事实上,低空由18日20时的弱辐散已转变成辐合。到了19日08时辐合已较明显了。尽管如此,低空的辐合仍补偿不了高空辐散的抽气作用,所以在辐合区内造成由于补偿不足而引起的减压。12小时内,700毫巴面上徐州出现85位势米的负变高中心。因为高空辐散范围不大,所以低层明显辐合的范围也不大,补偿过程中,因补偿不足而引起的变高梯度是比较大的。尤其摩擦层以上800—700毫巴层次为最明显。所以变压风在这一层内表现为最大。急流也恰是形成在这一高度范围内。高空先辐散,低空后辐合,高空强辐散,低空随着也加强辐合;直到高空辐散大于低层辐合,造成下层向上层质量调整不足而促使低层减压,出现明显的变压梯度。这一系列的事实证实变压风是由于上下层质量调整造成的。

2. 凝结反馈的作用

本个例出现较强的降水过程是在19日02时到08时这段时间内,6小时降水不少站达到了暴雨。在暴雨过后的19日08时,也恰是低空急流发展最旺盛的阶段,某些站有6米/秒以上的超地转风。这说明,直接同暴雨反馈有关的急流加强现象,在本个例中也是清楚的。为了计算由暴雨反馈而造成的变压风,我们采用:

(1) 首先作出暴雨区内每个计算点的散度铅直分布图,发现700毫巴面上的负变高与该高度以上的辐散范围、强度成正相关。

(2) 利用由潜热加热而计算出来的垂直运动 w ,来倒算相应的各层散度,并作出这种散度的铅直分布图。

(3) 求这两个分布图在700毫巴以上的辐散总面积的百分比。这个百分比就是由反馈产生的变高与总变高(包括背景场产生的变高)的百分比。

以上三步求到的百分比去乘总变高就得到由反馈引起的变高(图6)。从图6的变高

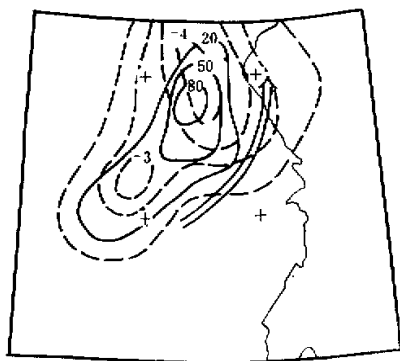


图 6 1979 年 6 月 18 日 20 时至 19 日 08 时雨量(实线,单位:毫米)
及由此反馈而造成的等变高线(虚线,单位:位势千米)

分布就可以计算出变压风。这就是纯由反馈造成的变压风。通过计算,射阳站约为 2 米/秒,为该站超地转风的 2/7。

由此可见,由高空辐散场引起的因质量调整而造成的变压风,以及由暴雨反馈所增加的风速,可以解释这次低空急流强风速的形成。

四、风场的高级近似和高层辐散作用

从无量纲方程 (2.5) 和 (2.6) 中,除得出风的零级、一级近似外,还可以得出更高级的近似。在不计密度水平变化及等压线比较平直的条件下,可得出简单的二级近似形式:

$$u_1 = u_g^{(*)} + R_0 J_{x_1} + \frac{1}{R_i} \frac{w^{(0)}}{f_1 \rho_1^2} \frac{\partial P^{(0)}}{\partial x_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial z_1} \quad (4.1)$$

$$V_1 = V_g^{(*)} + R_0 J_{y_1} + \frac{1}{R_i} \frac{w^{(0)}}{f_1 \rho_1^2} \frac{\partial P^{(0)}}{\partial y_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial z_1} \quad (4.2)$$

利用零级近似和 quasi-Boussinesq 近似下的连续性方程,则 (4.1) 和 (4.2) 式可写为:

$$u_1 = u_g^{(*)} + R_0 J_{x_1} - \frac{1}{R_i} \frac{V^{(0)}}{f_1} \frac{\partial w^{(0)}}{\partial z_1} \quad (4.3)$$

$$V_1 = V_g^{(*)} + R_0 J_{y_1} + \frac{1}{R_i} \frac{u^{(0)}}{f_1} \frac{\partial w^{(0)}}{\partial z_1} \quad (4.4)$$

在斜压性比较明显的情况下,密度的水平变化不可忽略,这时有二级近似形式:

$$u_1 = u_g^{(*)} + R_0 J_{x_1} - \frac{1}{R_i} \left(\frac{V^{(0)}}{f_1} \frac{\partial w^{(0)}}{\partial z_1} + \frac{V^{(0)}}{f_1 \rho_1^2} \mathbf{K} \Lambda \nabla_H P^{(0)} \cdot \nabla_H \rho_1 \right) \quad (4.5)$$

$$V_1 = V_g^{(*)} + R_0 J_{y_1} + \frac{1}{R_i} \left(\frac{u^{(0)}}{f_1} \frac{\partial w^{(0)}}{\partial z_1} + \frac{u^{(0)}}{f_1 \rho_1^2} \mathbf{K} \Lambda \nabla_H P^{(0)} \cdot \nabla_H \rho_1 \right) \quad (4.6)$$

因为:

$$(\mathbf{K} \Lambda \nabla_H P^{(0)}) \cdot \nabla_H \rho_1 = - \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial x_1} \frac{\partial P^{(0)}}{\partial y_1} - \frac{\partial \rho_1}{\partial y_1} \frac{\partial P^{(0)}}{\partial x_1} \right) = \mathbf{K} \cdot (\nabla_H \rho_1 \Lambda \nabla_H P^{(0)})$$

故 (4.5) 和 (4.6) 式可写为:

$$u_1 = u_g^{(*)} + R_0 J_{x_1} - \frac{1}{R_i} \left[\frac{V^{(0)}}{f_1} \frac{\partial w^{(0)}}{\partial z_1} + \frac{V^{(0)}}{f_1^2} \frac{1}{\rho_1^2} \mathbf{K} \cdot (\nabla_H \rho_1 \Delta \nabla_H P^{(0)}) \right] \quad (4.7)$$

$$V_1 = V_g^{(*)} + R_0 J_{y_1} + \frac{1}{R_i} \left[\frac{u^{(0)}}{f_1} \frac{\partial w^{(0)}}{\partial z_1} + \frac{u^{(0)}}{f_1^2} \frac{1}{\rho_1^2} \mathbf{K} \cdot (\nabla_H \rho_1 \Delta \nabla_H P^{(0)}) \right] \quad (4.8)$$

∇_H 是二维算子, $u_g^{(*)} = u^{(0)} + u_g^{(1)}$, $V_g^{(*)} = V^{(0)} + V_g^{(1)}$, 从 (4.7) 和 (4.8) 式可以看出, 二级近似中的风场除含有地转风, 变压风之外, 还含有因垂直运动的铅直方向变化和力管环流而形成的风. 因此, 若仔细地讨论急流的超地转部分, 特别在加热作用垂直分布明显不均匀的地带和斜压性较强的锋区附近, w 的铅直方向变化及力管作用都会形成明显的非地转风.

如果把 (4.7) 和 (4.8) 式改写成变涡度方程的形式:

$$\frac{\partial \zeta_{\Sigma 1}}{\partial t} = \frac{\partial \zeta_g}{\partial t} + \frac{\partial \zeta_\delta}{\partial t} + \frac{\partial \zeta_r}{\partial t}$$

其中: $\zeta_1 = \frac{\partial V_1}{\partial x_1} - \frac{\partial u_1}{\partial y_1}$ 为实际风涡度

$\zeta_g = \frac{\partial V_g^{(*)}}{\partial x_1} - \frac{\partial u_g^{(*)}}{\partial y_1}$ 为地转风涡度

$$\zeta_\delta = \frac{1}{R_i} \frac{V^{(0)}}{f_1} \cdot \nabla_H \left(\frac{\partial w^{(0)}}{\partial z_1} \right)$$

$$\zeta_r = \frac{1}{R_i} \frac{V^{(0)}}{f_1} \cdot \nabla_H \left[\mathbf{K} \cdot \frac{\nabla_H \rho_1 \Delta \nabla_H P^{(0)}}{\rho_1^2} \right]$$

ζ_δ 为 $\frac{\partial w^{(0)}}{\partial z_1}$ 的水平分布不均匀而产生的涡度. 由热流量方程式解出 $w^{(0)}$, 可将 $w^{(0)}$ 代入 ζ_δ 中, 就得出 ζ_δ 与加热场 H^1 的分布特征相联系. 所以 ζ_δ 反映与加热场 H^1 分布有关的涡度制造部分. ζ_r 为力管环流垂直分量因水平分布不均匀而造成的涡度. 力管与温度场的分布特征紧密联系着, 因此, ζ_r 代表着与温度分布有关的斜压性的涡度制造部分.

因为变压风主要代表着风场中的有势运动部分, 所以变压风涡度为零. 这样, 在变涡度方程 (4.9) 中, 显示不出变压风的作用. 从急流的特性看, 在急流形成过程中, 急流轴两侧的风速切变加大, 会造成急流两侧较强的正负变涡区. 因此可利用变涡场来分析预报急流的形成和加强^[10,11]. 这种分析方法能抓住流场中的有旋运动、加热场的分布特征和温度场的配置结构, 但最主要的是忽略了变压风的作用.

在第二节中谈到高空辐散场对变压风的形成作用. 有必要指出, 散度场按地转适应机制要受到所谓“源场”的控制, 它本身不论对于正压发展或斜压发展都是一个中间纽带. 我们讨论低空急流形成时, 正是抓住这样一个中间纽带而使问题普遍化. 至于具体问题中高空辐散场的出现是因为“源场”的涡度平流作用或是温度平流作用以及其它作用, 这要根据具体问题而定 (如第三节中的个例, 高空辐散主要是正涡度平流). 在此不必涉及这方面的问题.

值得注意的是, 我国夏季由于副热带高空急流北撤到 40°N 以北, 北纬 35° 以南的广大地区对流层低层受西南风控制, 高层受青藏高原高压控制. 对我国来说, 夏季发生在 35°N

以南地区的次天气尺度低空急流并不同高空急流耦合,它不同于由 R. Johnson 所提到的那些急流的形成。换句话说,由于高空急流的位置偏北,急流中心入口区的右侧及出口区的左侧辐散区不会影响 35°N 以南的地区。我们初步认为,我国夏季导致次天气尺度低空急流形成的高空辐散,主要是由在青藏高原东北部的分流现象所造成的。也就是说,在这个区域内,常发生一部分气流明显呈反气旋型转向东南来维持青藏高原,另一部分气流略呈气旋型流向东北来靠近副热带急流区。这种分流的结果,使高空在该地出现明显的辐散,就在这个辐散区的下层常常有急流发生。上面分析的个例正是这种情况。我们已经知道,高层辐散能对气旋发展起作用。特别在锋区附近,它能启动斜压不稳定过程。在副热带大气中,高层辐散不仅可以启动斜压不稳定,而且还可以启动潜热反馈的不稳定发展过程。这是因为它引起低层上升运动,在低层潮湿不稳定的条件下,导致大量的潜热释放。因此,从不稳定角度看,急流的形成是斜压不稳定和潜热反馈不稳定的综合结果。这是需要深入研究的问题。

因为变压风的出现与气压场的变动相联系,所以凡是造成气压场变动都可能引起变压风。高空辐散引起的低层气压场变动,是引起变压风的主要原因之一,但并不是唯一的原因。与副高北挺、地形、加热及锋面抬升相联系的中低层天气现象,气压场引起变动也是常有的。因此,对一个具体问题,在分析变压风的成因时,只有考虑了上述各种因素之后,才能抓住最主要的。

五、结 语

由以上的分析,我们可知,虽然次天气尺度低空急流的形成与高空辐散、加热场分布、湿度场结构以及凝结反馈等特征有关,但通过对各项的尺度分析和小参数展开,就能较合理地区分出各种因素在通常情况下作用的量级,得出这类急流的超地转风分量主要是由变压风构成的。用多参数展开法,可以很方便地得到高级近似,有利于对问题的深入研究。

在分析变压风的形成时,我们强调明显的高空辐散是由青藏高原区东北部发生风的分流现象造成的。在我国,高低空急流之间的耦合作用是不明显的,至少夏季是如此。这与文献[4]提到的有很大不同。

就暴雨对急流的反馈而言,这里明确指出反馈的直接效应就是加强变压风。所以反馈作用的大小可以直接计算出来,这具有重要的实际意义。

致谢: 陶诗言教授对本文作了具体指导并修改了原稿。

参 考 文 献

- [1] 陶诗言等,长江中上游暴雨短期预报的研究,中国夏季副热带天气系统若干问题的研究,科学出版社,1963.
- [2] 王德瀚等,一次低空西南风急流暴雨分析,长江流域暴雨文集,气象出版社,1982.
- [3] 孙淑清,低空急流及其与暴雨的关系,中国之暴雨,科学出版社,1979.
- [4] Uccellini, L. M. and Johnson, D. R., The coupling of upper and lower tropospheric jet streaks and implication for the development of severe convective storms, *Mon. Wea. Rev.* Vol. 107, No. 6, 1979.
- [5] Matsumoto Ninomiga, K. and Takeuchi, M., The structure of the 'Baiu front' and associated inter-

- mediate-scale disturbances in lower atmosphere, *J. Met. Soc., Japan*, Vol. 48, 1970.
- [6] Wexler, H. A., A boundary layer interpretation of the low-level jet, *Tellus*, 1961.
- [7] 杨大升等, Potential vorticity of monsoonal low level Flows, *Jour. Atm. Sci.*, Vol. 38, No. 12, 1981.
- [8] Kiyama, T. A., Ageostrophic low-level jet stream in the Baiu Season associated with heavy rainfall over sea area, *J. Met. Soc. Japan*, Vol. 51, 1973.
- [9] Matsumoto, S., Lower tropospheric wind speed and precipitation acting, *J. Met. Soc. Japan*, 1973.
- [10] 黄士松,暴雨过程中低空急流形成的诊断分析,大气科学,第5卷第2期,1981.
- [11] 周晓平,关于建立我国大暴雨的天气动力学模型的初步看法,待发表.

THE FORMING OF SUBSYNOPTIC SCALE LOW-LEVEL JET STREAM

Gao Shouting Sun Shuqing

(*Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica*)

Abstract

The article presents that the supergeostrophic wind of subsynoptic scale low-level jet stream is mainly caused by the isallobaric wind superimposing on the geostrophic wind field. The adiabatic mass adjustment of upper-low layer, which caused by upper tropospheric divergence bringing about lower layer convergence, is an important factor of forming the isallobaric wind. It is emphasized that the direct feed-back effect of heavy rain on the jet stream is to increase the isallobaric wind. Furthermore, through the diagnostic analysis of an example, a number of points above-mentioned are verified.