

高低空急流与台风环流耦合下的中尺度暴雨系统*

陈久康 丁治英

(南京气象学院大气科学系, 南京 210044)

提 要

对 9216 号台风登陆后进入 200 hPa 西南风急流入口区右侧, 引起远距离台风中尺度暴雨系统突然发生发展的过程进行了分析. 利用二维模式研究了高、低空急流与台风环流耦合和中尺度暴雨增幅的相互促进正反馈机制, 认为 Wave-CISK 过程和斜压基流的对称不稳定可能是低空急流发展和倒槽形成的更切合实际的动力机制. 对流不稳定与斜压大气的结合有利于北传的重力惯性波不稳定发展.

关键词: 急流 台风 对称不稳定 Wave-CISK 过程

引 言

对流层高低空急流的相互作用对有组织的强对流风暴形成的重要性, 早已由 Fawbush 和 Miller^[1,2]注意到. Newton^[3]等许多人归纳了高、低空急流在引起强天气事件中各自和协同的作用, 并给出了其天气学概念模型. Uccellini^[4]研究了高空急流出口区, 由于质量和动量的调整过程激发出垂直于急流轴的横向反环流, 急流出口区左侧上升运动、右侧下沉运动导致高空急流出口区低层西南风急流的形成过程. 朱乾根^[5]、陶诗言等^[6]指出了中国低空急流与暴雨的关系. 长谷川隆司等^[7]用卫星资料发现, 梅雨期间大雨区常位于高空急流入口区右后象限. 黄安丽和高坤^[8]作了对流层高低空急流耦合作用的统计和动力学分析, 发现约 80% 左右的高低空急流同时存在, 而又以高空急流入口区右下方出现低空急流最多, 它们大多引起江淮暴雨. 陈联寿和丁一汇^[9]指出, 台风外围暴雨往往和台风外围低空急流相联系.

9216 号台风是近年来影响范围较广、造成灾害较大的过程之一. 本文研究了此过程期间, 高空西南风急流与台风环流及其东侧低空偏南风急流的耦合过程所引起的台风倒槽及低层偏南急流的发展北推与山东地区中尺度特大暴雨的关系, 揭示了 9216 号台风与高、低空急流耦合和远距离台风的中尺度暴雨间相互促进的正反馈过程.

1 天气过程概述

9216 号台风于 1992 年 8 月 30 日中午在台湾省登陆后穿过台湾海峡, 于 31 日 06:00

* 本文由国家自然科学基金重点项目 No. 49335060(49335061) 资助.
1998-12-29 收到, 1999-10-10 收到再改稿.

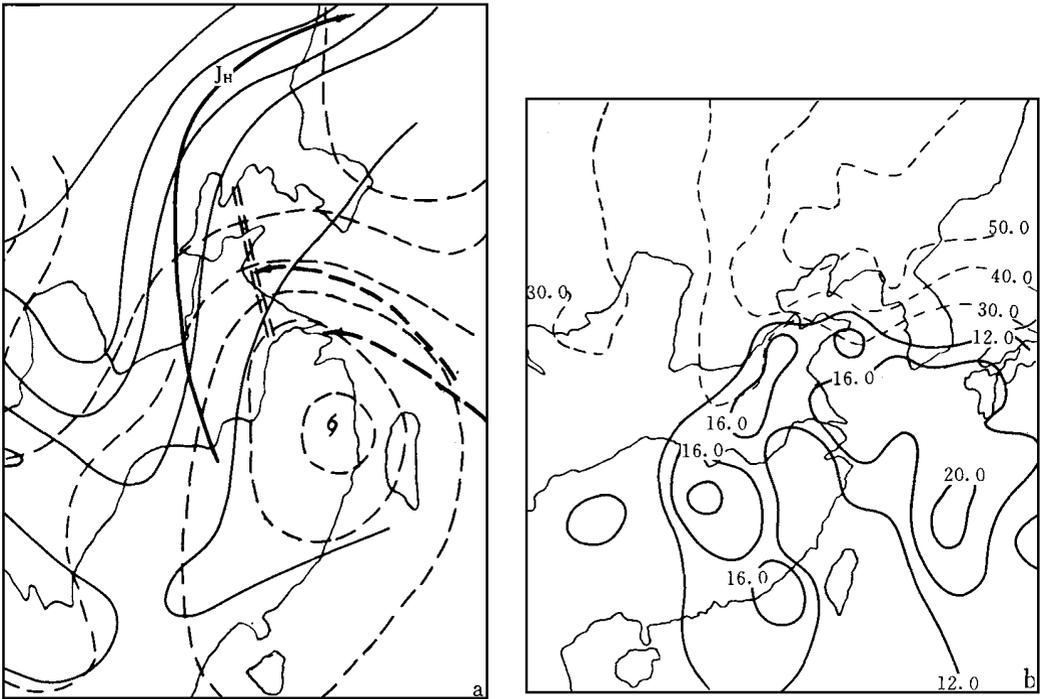


图1 8月31日20:00 200 hPa、850 hPa(a)高度场与急流 (b)风速

(图 a 中, 虚实线: 850 hPa 急流; 实实线: 200 hPa 急流; 实线: 200 hPa 高度场; 虚线: 850 hPa 高度场; 双虚线: 850 hPa 倒槽; 图 b 中, 实线: 850 hPa 场; 虚线: 200 hPa 场. 单位: m/s)

(北京时, 下同) 在福建省长东县登陆, 造成浙江沿海特大暴雨, 但其台风本体暴雨并不强. 31日20:00, 减弱的台风本体还处于福建省境内, 而北侧的台风倒槽北端一直伸展到了200 hPa西南风急流的入口区右侧辐散场下方(图1a). 但此时倒槽曲率较小, 之后, 倒槽迅速加强, 造成了31日夜间远离台风1000 km以外的山东地区特大暴雨^[10], 青岛崂山总雨量达453 mm. 9月1日02:00, 在浙江台风外围暴雨区形成一个新的低压涡旋中心(诱生低压), 原台风中心逐渐填塞, 诱生低压代替了原来的台风低压, 造成了热带气旋中心的不连续北跳, 并向东北方向移出. 以后在这个新中心中暖锋锋生, 热带气旋变性为温带气旋, 1日08:00在暖锋锋区形成了4条中尺度强降雨带, 造成了辽宁特大暴雨, 尔后这个气旋又引起长白山地区的大暴雨.

2 200 hPa 高空急流与台风环流及其东侧偏南风急流耦合过程

8月29日20:00, 200 hPa图上(图略)东亚沿海高空急流中心位于 40°N , 123°E 附近, 急流中心最大风速 $38\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 急流轴呈西南—东北向反气旋曲率. 30日20:00随着河套西部西风槽东移加深, 200 hPa高空急流中心向东南移到 38°N , 127°E 附近, 中心强度稍有加强为 $40\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 急流轴向东南移动约3~5个纬距, 西南端移距大, 东北端移距小. 31日20:00随着河套槽的加深, 槽前暖脊北推和沿海9216台风西北行登陆福建, 200

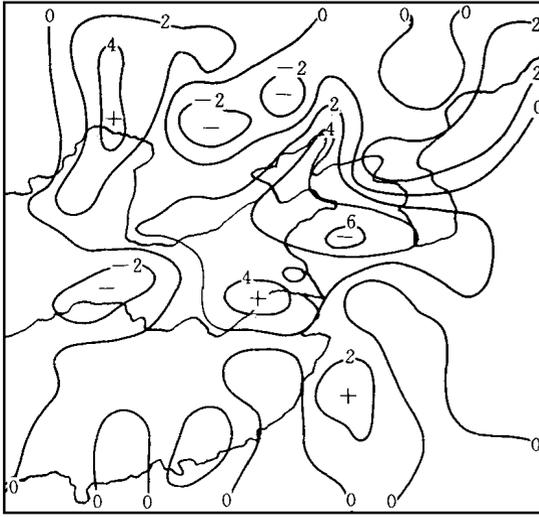


图2 8月31日20:00 200 hPa 散度场实况
(单位: $10^{-5} s^{-1}$)

上, 台风东侧有东南风急流存在, $20 m \cdot s^{-1}$ 最大风速区从冲绳一直伸展到上海一线。从风场上分析, 台风北侧有一不太明显的南北走向切变线, 但气压场上倒槽并不明显。低空最大风速顶端左侧浙江沿海有一片暴雨区。8月31日20:00 台风中心位于福建省境内, 24 h 仅向西北方向移动了2个纬距。但850 hPa图(图1a, b)上, 台风倒槽发展, 向北伸展至山东境内, 24 h 北伸了5个纬距, 低空急流也北推至山东半岛, 中心最大风速增强到 $24 m \cdot s^{-1}$ 。从850 hPa图上还可以看到, 低空急流有两个顶端极大风速区, 除山东半岛外, 在长江口附近还有一个次大风速区。这两个极大风速区可能反映了不同原因形成的急流, 南段为台风东侧的台风外围与副高之间的低空急流, 而北端急流可能与200 hPa 高空急流有关。两支急流虽然合并在一起, 但仍有两最大风速区, 其风向也稍有差异, 南段为南东南风, 北段为东南偏东风, 几乎与高空急流轴垂直。地面图上相应倒槽也明显可分为两段, 南北段各自有一最大风速, 并有相应两块雨区。北段

hPa 高空急流中心向西北推到 $43^{\circ}N, 133^{\circ}E$ 附近, 中心最大风速达 $60 m \cdot s^{-1}$, 急流轴向西北方向移动约4~7个纬距。9月1日20:00, 登陆台风向东北方向移动, 已抵达苏北、山东交界沿海地区, 此时200 hPa 高空急流轴西端中心在 $48^{\circ}N, 121^{\circ}E$ 附近, 北推十分明显, 急流中心加强到 $76 m \cdot s^{-1}$ 。

从8月30日20:00地面图上看出(图略), 台风中心位于台湾北端, 环流比较对称, 台风北端倒槽不太明显, 台风距离200 hPa 西南风急流还较远, 其东南侧有9219号台风, 因此9216号台风东侧东南风追溯到很远的低纬地区。由于台风环流和副热带高压的相互作用, 850 hPa 图

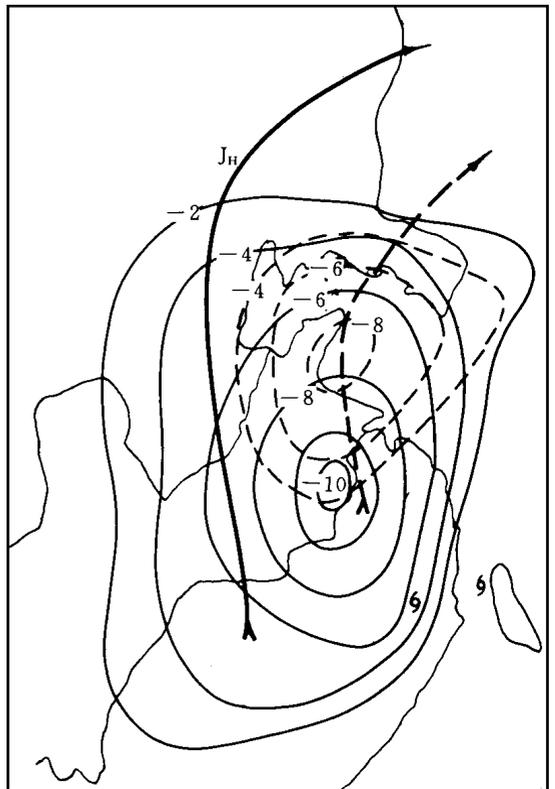


图3 8月31日20:00 动力变压(实线: 31日20:00 200 hPa 高空急流轴; 虚线: 30日20:00 200 hPa 高空急流; 实线: 台风移动变压; 虚线: 动力变压。单位: hPa)

倒槽正好与 200 hPa 急流入口区右侧的辐散场对应 (图 2)。为了进一步证实北段倒槽与 200 hPa 高空急流的关系, 我们作了 24 h 变压图(图略), 这个变压又可分为由于系统移动造成的变压和动力作用造成的变压, 从两天地面图上可见, 最强的气压系统是台风, 且由台风移动造成的气压变化最大。故可将 8 月 30 日 20:00 的台风中心移到 31 日 20:00 的中心位置而气压分布特征不变。求二者气压差, 可看作由于台风移动造成的变压差, 将总变压减去移动造成的变压, 可得动力变压(图 3)。由图 3 可见, 最大动力负变压中心大致与 200 hPa 高空急流入口区右侧辐散区对应, 这说明台风倒槽北段的形成确实与 200 hPa 高空急流有关, 显然北支低空急流的发展与这个动力负变压有直接的关系, 也即与 200 hPa 西南风急流有关。

3 高低空急流与台风环流耦合和发展的动力机制

Uccellini^[4]曾研究过高空急流出口区与低层的低空急流发展的耦合机制。陈秋士^[11]指出, 高空急流入口区非热成风所激发的正环流(西风急流入口区南侧为上升支, 北侧为下沉支), 其低层回流支为偏北风, 只有在不稳定层结下, 上升支的潜热释放加热所造成的增温, 使上升支南侧温度场上热成风减小, 使该地区出现新的热成风不平衡, 故激发出上升运动区, 南侧高层偏北风, 低层偏南风, 发展并形成一个反环流圈, 在满足重力惯性波不稳定条件下, 这种反环流得以加强和发展。因而低层偏南风急流在上升支南侧发展起来, 两个环流圈低层偏北风和偏南风在上升区汇合, 形成切变线。朱乾根、陆维松^[12]认为陈秋士的理论实际只考虑了大尺度凝结潜热加热。他们指出, 对流凝结潜热对惯性重力波不稳定性发展更重要。其最大不稳定临界波长也 longer。他们的研究表明, 高空急流入口区下方低空急流的发展, 需要不稳定层结的不断制造, 特别是初始时刻这一条件更重要。当台风外围环流移近高层 200 hPa 西南风急流入口区南侧时, 一旦高空急流南侧激发出相应的反环流, 其低层的偏南风与台风东侧的东南风(因台风与副热带高压之间的强气压梯度而形成)相连通, 形成了很长的暖湿空气输送通道, 造成层结的不稳定, 这将大大加速重力惯性波的不稳定发展和低空急流的加强。由于高空急流区是强斜压区, 斜压性对重力惯性波和低空急流发展所起的作用和 Wave-CISK 反馈机制对重力惯性波不稳定和低空急流发展的作用, 陈秋士和朱乾根等均未涉及。本文在这样的动力框架下, 考虑 Wave-CISK 过程和斜压基流的对称不稳定性对低空急流及倒槽形成和发展的贡献。

取 x 方向与急流轴方向平行, 由于物理量沿急流轴方向比沿垂直于急流轴方向变化小, 故略去 x 方向的变化, 并且, 暂不考虑基流沿 y 方向的变化, 其控制方程为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial p}{\partial p} \right) + f \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right) v - S\omega = \frac{R}{pc_p} Q \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (4)$$

$$S = - \frac{2}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (5)$$

非绝热加热 Q 主要考虑对流和大尺度凝结加热

$$Q = - F(\eta(p)) E_b \omega_b + M \omega$$

$$F = \begin{cases} 0 & \omega > 0 \\ 1 & \omega < 0 \end{cases}$$

其中 ω_b 为积云底的垂直速度, 该项表示积云对流潜热加热取决于积云底以下气层的水汽辐合量, 近似正比于积云底的上升速度, 系数 E_b 与云底水汽含量和积云面积与区域总面积比有关. $FM\omega$ 项表示非积云对流潜热加热项, 诊断计算中常取该项正比于 $\frac{\partial q}{\partial p}$.

对式(2)求 t 的偏导数, 并用式(1)代入得

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + f^2 v = - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial y} \quad (6)$$

采用二层模式, 模式垂直分层见图 4.

100 hPa		0
300 hPa		1
500 hPa		2
700 hPa		3
900 hPa		4

图 4 模式垂直分层示意图

将式(6)写在 1、3 层上:

$$\frac{\partial^2 v_1}{\partial t^2} + f^2 v_1 = - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial y} \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 v_3}{\partial t^2} + f^2 v_3 = - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t \partial y} \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_3}{\Delta p} \right) + f \left(\frac{U_1 - U_3}{\Delta p} \right) \left(\frac{v_1 + v_3}{2} \right) - S \omega_2 = - M_1 \omega_2 - M_2 \omega_b \quad (9)$$

$$M_1 = \frac{R}{p c_p} F M$$

$$M_2 = \frac{R}{p c_p} F \eta(p_2) E_b$$

为简化起见, 近似取

$$\omega_b = m \omega_2 = \omega_4 \quad (10)$$

其中, m 为 ω_b 与 ω_2 之比值, 是小于 1 的实数.

将式(10)代入式(9)有

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\varphi_1 - \varphi_3}{\Delta p} \right) - \frac{f}{2 \Delta p} (U_1 - U_3) (v_1 + v_3) - (S - M_1) \omega_2 = - M m \omega_2 \quad (11)$$

由连续方程:

$$\frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\omega_2 - \omega_0}{\Delta p} = 0 \tag{12}$$

$$\frac{\partial v_3}{\partial y} + \frac{\omega_4 - \omega_2}{\Delta p} = 0 \tag{13}$$

取边条件

$$\begin{aligned} \omega = \omega_0 = 0 & \quad \text{当 } p = 100 \text{ hPa} \\ \omega = \omega_4 & \quad \text{当 } p = 900 \text{ hPa} \end{aligned} \tag{14}$$

将式(10)代入式(13)有

$$\omega_2 = \frac{\partial v_3}{\partial y} \left(\frac{\Delta p}{1 - m} \right) \tag{15}$$

由式(12)加式(13)并注意到式(10)、(14)、(15)得

$$\frac{\partial}{\partial y}(v_1 + v_3) = - \frac{\omega_4}{\Delta p} = - \frac{m\omega_2}{\Delta p} = - \frac{m}{1 - m} \frac{\partial v_3}{\partial y}$$

式(7)减(8)得

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(v_1 - v_3) + f^2(v_1 - v_3) = - \frac{\partial^2}{\partial t \partial y}(\mathcal{Q} - \mathcal{Q}) \tag{16}$$

对式(11)求 $\frac{\partial}{\partial y}$ 并代入式(16)得:

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}(v_1 - v_3) + f^2(v_1 - v_3) = - f \frac{U_1 - U_3}{2} \frac{\partial}{\partial y}(v_1 + v_3) - \frac{S - M_1 - mM_2}{1 - m} \Delta p^2 \frac{\partial^2 v_3}{\partial y^2} \tag{17}$$

设 $(v_1, v_3) = (V_1, V_3)e^{i(l y - \sigma t)}$ (17)'

代入式(16)、(17)得:

$$\begin{aligned} (V_1 + V_3) &= - \frac{m}{1 - m} V_3 - \sigma^2(V_1 - V_3) + f^2(V_1 - V_3) \\ &= i \frac{mf(U_1 - U_3)}{2(1 - m)} l V_3 + \frac{\Delta p^2(S - M_1 - mM_2)}{1 - m} l^2 V_3 \end{aligned} \tag{18}$$

消去 V_1 得:

$$\sigma^2 = f^2 + \frac{\Delta p^2(S - M_1 - mM_2) l^2}{2 - m} + i \frac{fm(U_1 - U_3) l}{2(2 - m)} \tag{19}$$

这是一个复数求平方根的问题, 设

$$\begin{aligned} a &= f^2 + \frac{\Delta p^2(S - M_1 - mM_2) l^2}{2 - m} \\ b &= \frac{fm(U_1 - U_3) l}{2(2 - m)} \end{aligned}$$

将上两式代入式(19)得:

$$\sigma^2 = a + bi = d e^{i\theta} = d(\cos\theta + i \sin\theta) \tag{20}$$

$$d = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad \text{tg}\theta = \frac{b}{a} \tag{21}$$

$$\sigma = \pm \sqrt{d} e^{i\frac{\theta}{2}} = \pm \sqrt{d} \left(\cos \frac{\theta}{2} + i \sin\theta \right) \tag{22}$$

$$\sigma_r = \overline{d} \cos \frac{\theta}{2}, \sigma_i = \overline{d} \sin \frac{\theta}{2} \quad (23)$$

$$\sigma_r = -\overline{d} \cos \frac{\theta}{2}, \sigma_i = -\overline{d} \sin \frac{\theta}{2} \quad (24)$$

当 $a > 0, b > 0$ 时复矢量 $a + bi$ 处于复数坐标系的第一象限内, 有 $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$, 故 $\frac{\theta}{2}$ 仍在第一象限. 对于增长波有 $\sigma_i > 0$, 所以式(23)是所求的解. 可知, $\sigma_r > 0, \sigma_i > 0$, 即对于 $a > 0, b > 0$, 只有向北传播的重力惯性波是不稳定的.

当 $a < 0, b > 0$, $a + bi$ 复矢量处于第二象限内, $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$, 故 $\frac{\pi}{4} < \frac{\theta}{2} < \frac{\pi}{2}$, 仍处在第一象限内, 对于 $\sigma_i > 0$ 的一组解为式(23), 仍有 $\sigma_r > 0, \sigma_i > 0$, 其增长波也是向北传播的.

当 $b = 0$, 即不考虑基本气流斜压性影响时, 若 $a > 0$ 则 $\sigma = \pm \sigma_r, \sigma_i = 0$, 为南北传播的中性波; 若 $a < 0$, 则有 $\sigma = \pm \sigma_r, \sigma_i = 0$, 为不传播的不稳定波.

$$\sigma_i = \left[\frac{\Delta p^2 (S_m + mM_2)}{2 - m} \left(\frac{4\pi^2}{L^2} - \frac{4\pi^2}{L_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right]$$

$$L_0^2 = \frac{4\pi^2 \Delta p^2 (S_m + mM_2)}{f^2 (2 - m)}$$

其中 $S_m = -(S - M_1)$, 故只有 $L < L_0$, 才有 $\sigma_i \neq 0, L_0$ 由于积云对流潜热而变大.

当 $a = 0$, 则因 $b > 0, \theta = \frac{\pi}{2}, \frac{\theta}{2} = \frac{\pi}{4}$, 故 $\sigma = \pm \frac{b}{2} \pm i \frac{b}{2}$, 存在向北传播的不稳定波解, 说明斜压性有助于重力惯性波的不稳定发展.

式(3)中 σ_i 的大小, 除取决于 a, b 外, 还取决于 $\frac{b}{a}$. 当 $a > 0, b > 0$ 时, $\frac{b}{a}$ 越大, $\sin \frac{\theta}{2}$ 越大, 因此 $|\sigma_i|$ 越大. 当 $a < 0, b > 0$ 时, $\left| \frac{b}{a} \right|$ 越小即 a 负值越大, $\frac{\theta}{2}$ 在第一象限越大, 因而 $\sin \frac{\theta}{2}$ 越大, 越不稳定. a 值表示柯氏力、静力稳定度、非对流凝结潜热加热、对流凝结潜热加热等影响, a 负值越大, 越有利于重力惯性波不稳定发展, 其中凝结潜热加热正比于低层比湿, 而非对流凝结潜热加热近似正比于波随高度的变化, 前者的作用明显要大得多.

可以看出大气斜压性的存在 ($b > 0$), 有利于向北传播的重力惯性波不稳定发展. 当出现对流性不稳定时, 对流凝结潜热加热越大, a 负值越大, 在同时存在 $b > 0$ 时, 最有利于北传的重力惯性波不稳定发展.

4 低空急流的发展和低层倒槽切变线的形成

由式(1)可得

$$\overline{u}_1 = \frac{ifV_1}{\sigma} = \frac{fV_1 e^{i\frac{\pi}{2}}}{|\sigma| e^{i\beta}} = \frac{fV_1}{|\sigma|} e^{i(\frac{\pi}{2} - \beta)}$$

$$\overline{u}_3 = \frac{ifV_3}{\sigma} = \frac{fV_3}{|\sigma|} e^{i(\frac{\pi}{2} - \beta)}$$

$$\text{tg} \beta = \frac{\sigma_i}{\sigma_r}$$

由式(18)有: $V_1 = \frac{V_3}{1-m}$. 将(17)' 代入上式, 并只考虑增长波, 得:

$$v_1 = - \frac{V_3}{1-m} e^{\sigma_r t} \cos(ly + \sigma_r t) \quad (25)$$

$$v_3 = V_3 e^{\sigma_i t} \cos(ly + \sigma_r t) \quad (26)$$

$$u_1 = - \frac{AV_3}{1-m} e^{\sigma_r t} \cos(ly + \sigma_r t + \frac{\pi}{2} - \beta) \quad (27)$$

$$u_3 = AV_3 e^{\sigma_i t} \cos(ly + \sigma_r t + \frac{\pi}{2} - \beta) \quad (28)$$

其中:

$$A = \frac{f}{\sigma_i^2 + \sigma_r^2} \quad (29)$$

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\sigma_i}{\sigma_r}$$

将式(22)代入得: $\operatorname{tg} \beta = \frac{\sigma_i}{\sigma_r} = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$, 即 $\beta = \frac{\theta}{2}$

V_3 的符号, 由激发重力惯性波的动力因子来决定. 在高空急流入口区, 由于非线性平流引起的热成风不平衡, 风场上的热成风小于气压场上的热成风, 从而激发出重力惯性波, 导致急流北面下沉运动, 南面上升运动, 高层南风, 低层北风. 在稳定层结下, 这一正环流将使急流以下基本温度场南北温度梯度减小, 使气压场上热成风减小, 而高层南风、低层北风则有助于风场的热成风增加, 从而减小并消灭热成风不平衡. 但是当斜压基流满足对称不稳定条件时, 有助于基本气流的有效位能转化为重力惯性波的动能, 因而导致重力惯性波的发展, 且上升运动区域为增温区, 有助于其南侧的反环流发展, 引起低层偏南风急流的发展, 这就是基流斜压性的作用. 同样当层结为不稳定时, 或上升运动引起的凝结潜热加热(主要是对流凝结潜热加热)增温比上升绝热降温还要大时, 上升运动区温度反而增加, 这就有可能导致急流下方南北温度梯度增大, 上升区南侧的水平温度梯度减小, 热成风不平衡进一步增大, 将导致重力惯性波不稳定发展, 和上升运动区南侧反环流的形成与发展, 以及低空偏南风急流的相应发展, 这就是层结和凝结潜热加热的作用.

设 $t = -\delta t$ 时, 只有急流基流, 且 $U'_T = U_T - U_{gT} \neq 0$, $U'_T < 0$, 而 $u = 0$, $v = 0$, $\varphi = 0$, 此时:

$$\left. \frac{\partial v}{\partial t} \right|_{t = -\delta t} = -f(u - u_g)$$

$$\left. \frac{\partial}{\partial t} (v_1 - v_3) \right|_{t = -\delta t} = -f[(U_1 - U_3) - (U_{g1} - U_{g3})] = -fU'_T = -fU'_{T_0} \cos(ly)$$

这相当于在急流轴上, $y = 0$, 对 t 求积分

$$\int_{-\delta t}^0 d(v_1 - v_3) = - \int_{-\delta t}^0 fU'_T dt, \text{ 得}$$

$$(v_1 - v_3) \Big|_{t=0} = -fU'_T \delta t = - (fU'_{T_0} \cos(ly)) \delta t \quad (30)$$

由(25)、(26), 当 $t = 0$ 时

$$(v_1 - v_3)|_{t=0} = \frac{2 - m}{1 - m} V_3 \cos(ly)$$

将(30)代入上式得

$$V_3 = - \frac{(1 - m) f U'_{T0} \delta t}{2 - m}$$

将之代入式(25)~(28)后得

$$V_1 = \frac{f U'_{T0} \delta t}{2 - m} e^{\sigma_r t} \cos(ly + \sigma_r t) \tag{31}$$

$$V_3 = \frac{(1 - m) f U'_{T0} \delta t}{2 - m} e^{\sigma_r t} \cos(ly + \sigma_r t) \tag{32}$$

$$u_1 = - \frac{A f U'_{T0} \delta t}{2 - m} e^{\sigma_r t} \cos(ly + \sigma_r t + \frac{\pi}{2} - \beta) \tag{33}$$

$$u_3 = - \frac{A(1 - m) f U'_{T0} \delta t}{2 - m} e^{\sigma_r t} \cos(ly + \sigma_r t + \frac{\pi}{2} - \beta) \tag{34}$$

β 的取值范围与 $\frac{\theta}{2}$ 的取值范围一样, 即 $0 < \theta < \pi$, 而 $\beta = \frac{\theta}{2}$, 即有 $0 < \beta < \frac{\pi}{2}$. 当 $a > 0$ 时, $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$, 故 $0 < \beta < \frac{\pi}{4}$. 当 $a < 0$ 时, $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$, 故 $\frac{\pi}{4} < \beta < \frac{\pi}{2}$. 特别当 $a = 0$ 时, $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\beta = \frac{\pi}{4}$.

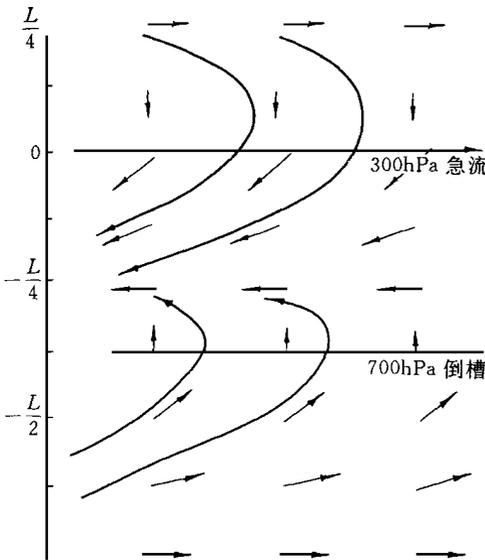


图 5 高空急流下方倒槽形成的示意图

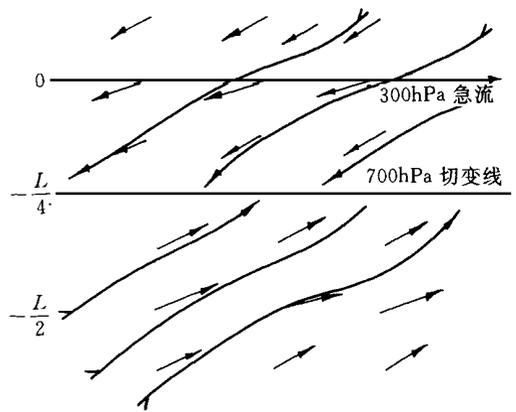


图 6 高空急流下方切变线形成的示意图

由式(23)得

$$\sigma_i = \frac{\overline{b} \sin \frac{\pi}{4}}{[fm(U_1 - U_3)2\pi]/[4(2 - m)L]}$$

$$\sigma_r = \frac{\overline{b} \cos \frac{\pi}{4}}{4} = \frac{[fm(U_1 - U_3)2\pi]/[4(2 - m)L]}{4}$$

取 $\sigma_r = \sigma_i$, 由式(29)得 $A = \frac{f}{2\sigma_i}$. 取 $U_1 - U_3 = 50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, $L = 1200 \text{ km}$, $m = \frac{1}{4}$, $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $a = 0$ 计算得 e 倍增长时间为 7.7 h, $A = 1.95$. 由(32)和(34)计算得 200 hPa 流场分布如图 5, 由图可见, 在高空急流入口区右侧下方低层, 距急流轴 $\frac{3}{8}$ 波长处, (此例中即 450 km 处) 生成了倒槽, 其东南风急流十分明显.

当不考虑基流的斜压性, 即取 $U_1 - U_3 = 0$, $S - M_1 - mM_2 = 0.0047 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{hPa}^{-2}$, 相当于层结($\gamma_i - \gamma'$)为 -0.05 k/hm . 则可得 $\sigma_i = 5.1 \times 10^{-5}$, e 倍增长时间为 5.4 h, $A = 1.96$. 此时, 计算得 700 hPa 流场如图 6 所示, 在高空急流右侧 $\frac{1}{4}$ 波长处, 形成切变辐合线, 而没有倒槽, 可见, 考虑基流斜压性和 Wave-CISK 过程的对称不稳定, 可能是高空急流入口区右侧下方, 低层偏南风急流和倒槽形成的机制.

5 结 论

当有如图 1 所示的高、低空急流与台风环流的耦合时, 台风倒槽和其东侧的低空急流与北面的高空急流激发的低层急流和倒槽相联接, 形成了台风倒槽的突然北伸和低空偏南风急流的突然北推, 使暖湿空气一直输送到高空急流入口区右侧辐散区下方, 造成台风远距离暴雨. 台风环流带来的丰富的暖湿空气, 对于促进北侧高低空急流耦合发展, 和高空急流入口区右侧低空急流顶端右侧相叠加处的暴雨增强, 有十分重要的贡献. 考虑了 Wave-CISK 过程的斜压基流的对称不稳定性比陈秋士只考虑湿过程的层结不稳定性更易满足, 可能是低空急流的发展和倒槽的形成更切合实际的动力机制. 这一理论也适用于暴雨等中尺度天气系统的发展.

参 考 文 献

- 1 Fawbush E J, Miller R C. The tornado situation of 17 March 1951. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 1953, **34**: 139~ 145.
- 2 Fawbush E J, Miller R C. The types of air masses in which North American tornadoes form. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 1954, **35**: 154~ 165.
- 3 Newton C W. Severe convective storms. *Adv. Geophys.*, 1967, (12): 257~ 303.
- 4 Uccellini L W, Johnson D R. The coupling of upper and lower tropospheric jet stream and implication for the development of severe convective storm. *Mon. Wea. Rev.*, 1979, **107**(6): 682~ 703.
- 5 朱乾根. 低空急流与暴雨. 气象科技资料, 1975, (8): 12~ 18.
- 6 陶诗言, 等. 中国之暴雨. 北京: 科学出版社, 1980.
- 7 长谷川隆司, 三木芳幸. 天气(日本), 1981, (28): 3~ 57.
- 8 黄安丽, 高坤. 对流层高低空急流耦合作用的动力学分析. 杭州大学学报, 1982, (3): 356~ 364.
- 9 陈联寿, 丁一汇. 西太平洋台风概况. 北京: 科学出版社, 1979.
- 10 丁治英, 陈久康, 马光. 登陆台风不连续北跳与暴雨的数值模拟研究. 应用气象学报, 1997, 8(1): 44~ 52.
- 11 陈秋士. 大尺度天气系统发展的物理过程(续 3). 新疆气象, 1982, (3): 1~ 18.

- 12 朱乾根, 陆维松. 超地转低空急流的形成与振荡机制. 见: 陆菊中等主编. 大气科学研究论文集. 南京: 南京大学出版社, 1993. 419~ 429.

MESOSCALE RAINSTORM SYSTEM UNDER THE COUPLING OF LOW-LEVEL AND UPPER-LEVEL JETS AND TYPHOON CIRCULATION

Chen Jiukang

Ding Zhiying

(Nanjing Institute of Meteorology, Nanjing 210044)

Abstract

After No. 9216 typhoon landed, it moved to the right entrance of the southwesterly jet at the 200 hPa level. A mesoscale rainstorm was generated and developed in the area far from the typhoon center. By using a 2-layer model, the process is analyzed and the positive feedback mechanism of the mesoscale storm rainfall with the coupling of low-level and upper-level jets and the typhoon circulation is studied. The results indicate that the Wave-CISK process and the symmetric instability of the baroclinic basic flow are the reasonable dynamic causes of the development of the low-level jet and the generation of the inverted trough. The baroclinic atmosphere with convective instability is advantageous to the development of instability of northward inertial gravity waves.

Key words: Jet Typhoon Symmetric instability Wave-CISK