

β 中尺度暴雨系统发生发展的一种可能物理机制

II. 涡旋 Rossby 波的形成

沈新勇^{1,2} 倪允琪³ 沈桐立² 丁一汇⁴ 贺 哲²

1 南京信息工程大学江苏省气象灾害重点实验室, 南京 210044

2 南京信息工程大学大气科学系, 南京 210044

3 中国气象科学研究院, 北京 100081

4 国家气候中心, 北京 100081

摘 要 使用二维中尺度横波型扰动的动力学方程组, 探讨了该扰动的各种物理量场分布特征以及能量来源。结果表明, 这种横波型的天气系统中扰动气压 p' 和扰动涡度 ζ' 在水平 x 方向上处于同位相或者反位相, 扰动散度 D' 和扰动垂直速度 w' 在水平 x 方向上也处于同位相或者反位相, 而扰动涡度 ζ' 与扰动散度 D' 在 x 方向上传播的位相相差 $\pi/2$, 只不过它们在垂直方向 z 上的分布结构有所不同。局地扰动发展的总能量来源主要是来自于平均场的有效位能和平均场的基流动能。最后, 利用横波型扰动的总涡度守恒方程对涡旋 Rossby 波形成的物理机制做出了解释, 并且提出了梅雨锋暴雨中 β 中尺度暴雨系统发生发展的一种可能物理过程。采用中尺度 MM5 模式的数值试验结果, 也得到了与动力学理论上相一致的结论。

关键词 β 中尺度暴雨系统 涡度守恒方程 Rossby 波 数值试验

文章编号 1006-9895(2005)06-0854-10

中图分类号 P458

文献标识码 A

A Possible Mechanism of the Genesis and Development of Meso- β Rainstorm System. Part II. Formation of Vortex Rossby Waves

SHEN Xin-Yong^{1,2}, NI Yun-Qi³, SHEN Tong-Li², DING Yi-Hui⁴, and HE Zhe²

1 Jiangsu Key Laboratory of Meteorological Disaster, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044

2 Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044

3 Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing 100081

4 National Climate Center, Beijing 100081

Abstract This work is the second part of the paper “A possible mechanism of the genesis and development of meso- β rainstorm system”, in which the dynamic equations for 2D meso-scale transversal wave type (TWT) disturbances are utilized to investigate the features in distribution of the related physical quantities and the energy sources. Evidence suggests that in such a TWT synoptic system disturbance pressure p' and vorticity ζ' are in the same or opposite phase in the x direction, so are the disturbance divergence D' and vertical velocity w' , but ζ' differs by $\pi/2$ in phase from D' in their propagation except that their distributions differ to some extent in the z direction; the total

收稿日期 2004-06-07, 2004-10-27 收修定稿

资助项目 江苏省气象灾害重点实验室项目 KLME050201, 国家重点基础研究发展规划项目 2004CB418301, 江苏省自然科学基金项目 BK2005141, 国家自然科学基金资助项目 40075023、40433007 及上海台风研究基金课题

作者简介 沈新勇, 男, 1964 年出生, 博士, 副教授, 目前主要从事季风动力学、中尺度动力学及其数值模拟研究。

E-mail: shenxy@nuist.edu.cn

energy of the local disturbance development originates largely from the available potential energy and kinetic energy averaged over the environmental field. An attempt is made to explain the physical mechanism of generating vortex Rossby wave by means of the expression for total vorticity conservation of TWT disturbance, thereby a possible mechanism for the formation and development of a meso- β rainstorm system of the Meiyu (plum-season) front is proposed. Our conclusions are in agreement with MM5 simulations made in this paper.

Key words meso- β rainstorm system, equation of vorticity conservation, vortex Rossby wave, numerical experiment

1 引言

野外观测试验表明, 沿着冷锋热成风方向经常排列一些波长约 400 km 的地面中尺度辐合区及温度波, 涡度场也有相应的分布, 扰动列的走向沿 500 hPa 冷涡前的西南急流轴^[1]。Kuo 等^[2, 3]在研究中性和部分不稳定层结大气中曾简单地讨论横波不稳定的结构问题, 在垂直方向进行数值差分计算分层, 从而在 Charney 模态^[4]长波截断以外得到不止一组超长波发展型波谱。Tokioka^[5]将梅雨锋上 4 km 厚的切变流进行分层, 得到最不稳定波长。我国学者张可苏^[6]采用矩阵法和打靶法数值计算得到中尺度横波型扰动的特征波结构, 在垂直剖面上中尺度模态呈非对称“猫眼”流型。

本文使用与文献[7]相同的二维中尺度横波型扰动的动力学方程组, 探讨了该扰动的各种物理量场(包括扰动涡度和扰动散度)的分布特征以及能量来源, 并且解释涡旋 Rossby 波形成的物理机制。

2 横波型扰动的涡度方程和散度方程分析

采用与文献[7]相同的二维中尺度横波型扰动的动力学方程组, 假定 $\bar{U}$ 仅仅是 z 的函数, 则得到:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x}\right) u' = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} + f v' - w' \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x}\right) v' = -f u', \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x}\right) w' = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{\theta'}{\bar{\theta}} g, \quad (3)$$

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

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x}\right) \theta' = -v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}. \quad (5)$$

在该方程组中, 定义水平扰动涡度 $\zeta' = \partial v' / \partial x$ 和水平扰动散度 $D' = \partial u' / \partial x$, 可以得到中尺度横波型

扰动的涡度方程和散度方程:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x}\right) \zeta' = -f D', \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x}\right) D' = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + f \zeta' - \frac{\partial w'}{\partial x} \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}. \quad (7)$$

从(6)、(7)式可以看出, 扰动涡度随时间的局地变化主要取决于平均纬向风场对扰动涡度的平流作用以及扰动散度的旋转效应作用项; 而水平扰动散度随时间的局地变化主要取决于平均纬向风场对扰动散度的平流作用、中尺度高低压的强度以及水平扰动涡度的旋转效应和基本气流的切变作用。为了更清楚地看出扰动涡度和散度的空间分布特征, 我们首先讨论基本气流为常数的情况。这时, 文献[7]中方程(15)就退化为

$$(c - \bar{U})[f^2 - k^2(c - \bar{U})^2] \frac{d^2 \Psi}{dz^2} + k^2(c - \bar{U})[k^2(c - \bar{U})^2 - N^2] \Psi = 0. \quad (8)$$

令

$$\Psi = A \sin \frac{n\pi}{H} z,$$

满足垂直方向上的固定边界条件 $\Psi|_{z=0, H} = 0$, 代入方程(8), 可以求得频散关系,

$$c_1 = \bar{U}, \quad (9)$$

$$c_{2,3} = \bar{U} \pm \frac{1}{k} \sqrt{\frac{k^2 N^2 + \left(\frac{n\pi}{H}\right)^2 f^2}{k^2 + \left(\frac{n\pi}{H}\right)^2}}. \quad (10)$$

由此可见, 在基本气流为常数的情况下, c_1 表示相对于基流静止的平衡态, $c_{2,3}$ 实质上是重力惯性内波。此时, 流函数的波动解可设为

$$\Psi = A \sin \frac{n\pi}{H} z \cos k(x - ct),$$

并且可以求得各个扰动场的分布关系式:

$$\zeta' = A \frac{f}{c} \frac{n\pi}{H} \cos \frac{n\pi}{H} z \cos k(x - ct), \quad (11)$$

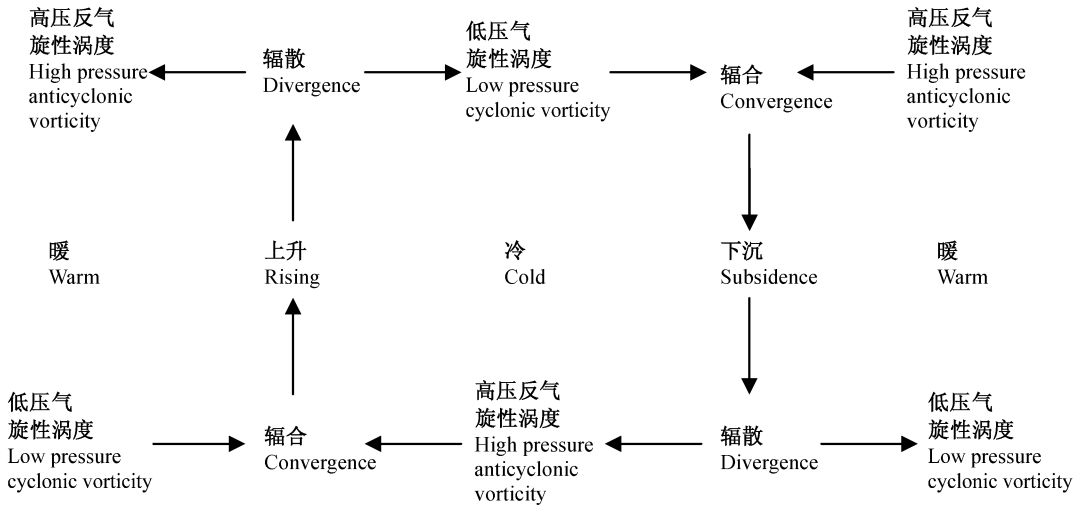


图1 在不稳定层结 $N^2 \leq 0$ 的情况下垂直波数为1的扰动向东传播时 β 中尺度天气系统的结构分布

Fig. 1 The structures of meso- β weather systems with $n=1$ disturbance propagating eastward under more weakly unsteady stratification ($N^2 \leq 0$)

$$D' = -Ak \frac{n\pi}{H} \cos \frac{n\pi}{H} z \sin k(x-ct), \quad (12)$$

$$w' = Ak \sin \frac{n\pi}{H} z \sin k(x-ct), \quad (13)$$

$$\frac{\theta'}{\theta} g = -A \frac{N^2}{c} \sin \frac{n\pi}{H} z \cos k(x-ct), \quad (14)$$

$$\frac{p'}{\rho} = A \frac{k^2 c^2 - f^2}{k^2 c} \frac{n\pi}{H} \cos \frac{n\pi}{H} z \cos k(x-ct). \quad (15)$$

从上述解的表达式,可以得到该扰动的结构图像(图1)。在不稳定层结 $N^2 \leq 0$ 的情况下(此时 $k^2 c^2 \leq f^2$),取垂直方向波数 $n=1$ 的模式,在地面天气图上, $z=0$, 没有垂直速度以及位温扰动。气压场中心与涡度场中心相重合,高压中心对应于反气旋性涡度中心,低压中心对应于气旋性涡度中心。地面辐合中心位于地面低压中心的前方,即位于低压槽前;而地面辐散中心位于地面高压中心的前方,即位于低压槽后。同样,在对流层顶处, $z=H$, 也是如此。只是气压场的高低层配置正好相反(对于 $n=1$ 的模式而言)。注意到辐合、辐散中心并不与高低压中心相重合,显示中尺度运动具有较强的非地转性。在对流层中层 $z=H/2$ 处,地面低压中心的上空是一个暖中心;地面高压中心的上空是一个冷中心。对流层中层的最大上升运动位于地面辐合中心的上方,即位于地面低压槽前的上方;对流层中层的最大下沉运动位于地面辐散中心的上方,即位于地面低压槽后的上方。

当然,对于基本气流不为常数(只随高度变化)的情况,所得到的波动结构图形与图1有一定的差别,但是一些结论与张可苏^[6]采用数值差分方法计算得到的横波特征以及一些观测事实还是相一致的。我们从扰动涡度 ζ' 方程和扰动散度 D' 方程可以定性地说明这一点。从(6)、(7)式可见,由于在 x 方向没有考虑边界条件,所以扰动量在 x 方向的特征波动解都可以设为 $e^{ik(x-ct)}$ 的形式,有三点结论:① (7)式中扰动气压 p' 对 x 的导数为二阶,故由(7)式右端的前两项可见,在某一高度上,扰动气压 p' 和扰动涡度 ζ' 完全有可能处于同位相或者反位相;② 比较(7)式的左端以及右端的最后一项,发现扰动散度 D' 和扰动垂直速度 w' 对 x 的导数均为一阶,所以扰动散度 D' 和扰动垂直速度 w' 完全有可能处于同位相或者反位相;③ (6)式的左端扰动涡度 ζ' 对 (t, x) 的导数均为一阶,故由(6)式可见,在水平 x 方向上,扰动涡度 ζ' 与扰动散度 D' 有可能相差 $\pi/2$ 的位相,为了更清楚地说明这个问题,不妨假定 $\zeta' = A(z) \cos k(x-ct)$, 代入涡度方程(6)中,则可以求得

$$D' = -\frac{k}{f} A(z) (c - \bar{U}) \sin k(x-ct).$$

由此可见,扰动涡度 ζ' 与扰动散度 D' 在 x 方向上传播的位相相差 $\pi/2$, 只不过它们在垂直方向 z 上的分布结构有所不同。

3 横波型扰动的能量方程分析

通过扰动方程组(1)~(5), 可以得到扰动发展的能量方程为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x}\right) \left[\frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2) \right] = -\frac{u'}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{w'}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} + \frac{g}{\bar{\theta}} w' \theta' - u' w' \frac{\partial \bar{U}}{\partial z}, \quad (16)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x}\right) \left[\frac{1}{2N^2} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} g \right)^2 \right] = -\frac{g}{\bar{\theta}} w' \theta' + \frac{g S^2}{\bar{\theta} N^2} v' \theta'. \quad (17)$$

将上述能量方程在 (x, z) 平面内的一个区域 Σ 内进行积分, 取该区域的边界为固定边界, 并且应用扰动连续方程, 定义扰动动能

$$K' = \frac{1}{2} (u'^2 + v'^2 + w'^2),$$

扰动位能

$$P' = \frac{1}{2N^2} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} g \right)^2,$$

可以得到:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Sigma} K' d\sigma = \iint_{\Sigma} \frac{g}{\bar{\theta}} w' \theta' d\sigma - \iint_{\Sigma} u' w' \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} d\sigma - \iint_{\Sigma} \bar{U} \frac{\partial K'}{\partial x} d\sigma, \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Sigma} P' d\sigma = - \iint_{\Sigma} \frac{g}{\bar{\theta}} w' \theta' d\sigma + \iint_{\Sigma} \frac{g S^2}{\bar{\theta} N^2} v' \theta' d\sigma - \iint_{\Sigma} \bar{U} \frac{\partial P'}{\partial x} d\sigma. \quad (19)$$

将上面两式相加, 得到扰动发展的总能量方程,

$$\frac{\partial}{\partial t} \iint_{\Sigma} (K' + P') d\sigma = \iint_{\Sigma} \frac{g S^2}{\bar{\theta} N^2} v' \theta' d\sigma - \iint_{\Sigma} u' w' \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} d\sigma - \iint_{\Sigma} \bar{U} \frac{\partial (K' + P')}{\partial x} d\sigma. \quad (20)$$

由此可见, 局地区域扰动发展的总能量来源于平均场的有效位能、平均场的动能以及基本风场 $\bar{U}$ 对扰动总能量的平流作用。在不考虑基本流场的情况下, 扰动发展的总能量是守恒的, 而扰动动能的来源只能是来自于扰动的有效位能, 此时, 背景场对扰动的发展不提供能源作用。

4 横波型扰动的涡度守恒方程及其涡旋 Rossby 波形成的物理机制

有关台风中螺旋雨带涡旋 Rossby 波形成的物理过程, 我国学者余志豪^[8]总结诸位科学家的工

作^[9~15], 做出了精辟的论述。本文试图对中尺度横波型线状扰动中涡旋 Rossby 波形成的物理过程做出解释和说明, 以便理解梅雨锋暴雨中 β 中尺度暴雨系统发生发展的可能物理机制。

对于横波型扰动的动力学方程组(1)~(5), 设定 $\bar{U}$ 仅仅是 z 的函数, 则由方程(1)和(3)消去气压扰动 p' , 得到:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} + w' \frac{\partial}{\partial z}\right) \left(\frac{\partial u'}{\partial z} - \frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} g \right) + f \frac{\partial v'}{\partial z}. \quad (21)$$

注意: 上式中已将一些扰动的二次非线性项加入。此外, 定义

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} + w' \frac{\partial}{\partial z},$$

为了说明涡旋 Rossby 波形成的物理意义上的简洁明了, 假定考虑无旋、中性层结的情况, 即 $f=0$, $N^2=0$, 此时排除了中尺度重力惯性波, 仅仅考虑涡旋 Rossby 波的形成过程。事实上, 正如文献[5]所指出, 在基本流场的风速 $\bar{U}$ 存在二次切变时, 横波型不稳定可能是混合的涡旋 Rossby 重力波的不稳定。只不过此处为了使得涡旋 Rossby 波形成的物理图像更为清晰, 则过滤掉重力惯性波以后, 第(2)式和第(5)式简化为

$$\frac{dv'}{dt} = 0, \quad (22)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} g \right) = 0. \quad (23)$$

这样假定初始时刻在 (x, z) 平面上 v' 和 $g\theta'/\bar{\theta}$ 是均匀的, 则由(22)和(23)式, 以后任意时刻在 (x, z) 平面上 v' 和 $g\theta'/\bar{\theta}$ 总是均匀的。因此, (21)式的右端为零, 从而简化为

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial u'}{\partial z} - \frac{\partial w'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) = 0. \quad (24)$$

注意到在 (x, z) 平面上的扰动涡度为 $\zeta' = \partial u'/\partial z - \partial w'/\partial x$, 平均涡度为 $\bar{\zeta} = \partial \bar{U}/\partial z$, 从而(24)式表示总的涡度 $(\zeta' + \bar{\zeta})$ 守恒, 即为总的涡度守恒方程。该总涡度守恒方程可以表示为如下的形式:

$$\frac{d\zeta'}{dt} = -w' \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial z}. \quad (25)$$

(25)式说明扰动涡度随时间的个别变化是由于平均涡度 $\bar{\zeta}$ 随垂直高度的变化所引起, 这里 $\partial \bar{\zeta}/\partial z (= \bar{U}_{zz})$, 即文献[5]所定义的 β 参数)相当于大尺度行星 Rossby 波的 β 效应。

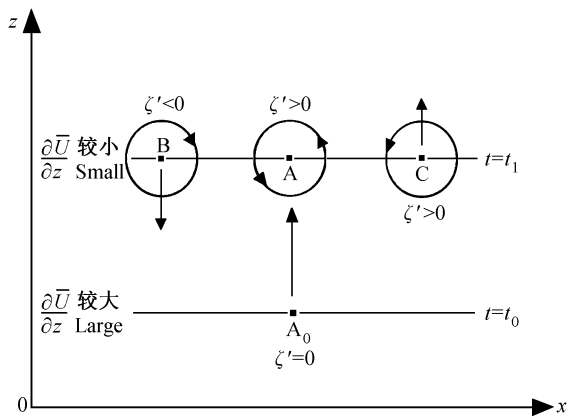


图2 梅雨锋暴雨中 β 中尺度暴雨系统涡旋 Rossby 波形成的物理机制示意图(此处假定 $\bar{U}_{\infty} < 0$)

Fig. 2 Schematic illustration of the physical mechanism of vortex Rossby wave (VRoW) genesis for the meso- β rainstorm system in the Meiyu front under the assumption of $\bar{U}_{\infty} < 0$

下面, 根据(24)式和(25)式来说明梅雨锋暴雨中 β 中尺度暴雨系统涡旋 Rossby 波形成的物理机制。在图2的 (x, z) 平面中, 假定初始时刻 $t=t_0$ 时, 一个气块位于 A_0 处, 它的初始扰动涡度 ζ' 为零, 由于气块做垂直向上运动时, 环境场的平均涡度 $\bar{\zeta} = \partial\bar{U}/\partial z$ 要减少(此处已经假定 $\bar{U}_{\infty} < 0$), 根据(24)式, 总的涡度 $(\zeta' + \bar{\zeta})$ 守恒, 所以在时刻 $t=t_1$ 时, 气块到达位置 A 时, 必定具有气旋性的正扰动涡度 $(\zeta' > 0)$, 从而会带动气块 A 左侧的气块 B 向下运动, 并且带动气块 A 右侧的气块 C 向上运动。注意到, 由于假定 $\bar{U}_{\infty} < 0$, 环境场的平均涡度 $\bar{\zeta} = \partial\bar{U}/\partial z$ 随着高度 z 是减少的, 要保持总的涡度 $(\zeta' + \bar{\zeta})$ 守恒, 那么在气块 B 处必定产生反气旋性的扰动涡度, 而在气块 C 处必定产生气旋性的扰动涡度。最后, 气块 B 处的反气旋性扰动涡度和气块 C 处的气旋性扰动涡度的共同作用, 会促使气块 A 回到初始位置 A_0 处。同样的道理, 当气块在 A_0 处向下运动时, 也会由于环境场的平均涡度 $\bar{\zeta} = \partial\bar{U}/\partial z$ 随着高度 z 的变化以及总的涡度 $(\zeta' + \bar{\zeta})$ 守恒的作用, 也必须回到初始位置 A_0 处。这样, 气块在初始位置 A_0 的附近, 就会产生垂直方向上下的振荡, 最终形成涡旋 Rossby 波向一个水平方向传播出去。当这种涡旋 Rossby 波动产生不稳定(即横波不稳定)时, 从具有切变的基本流场中吸取能量, 结果波动的振幅越来越大, 有可能激发出梅雨锋暴雨里的 β 中尺度暴雨天气系统, 其物理过程可以用图3表示。

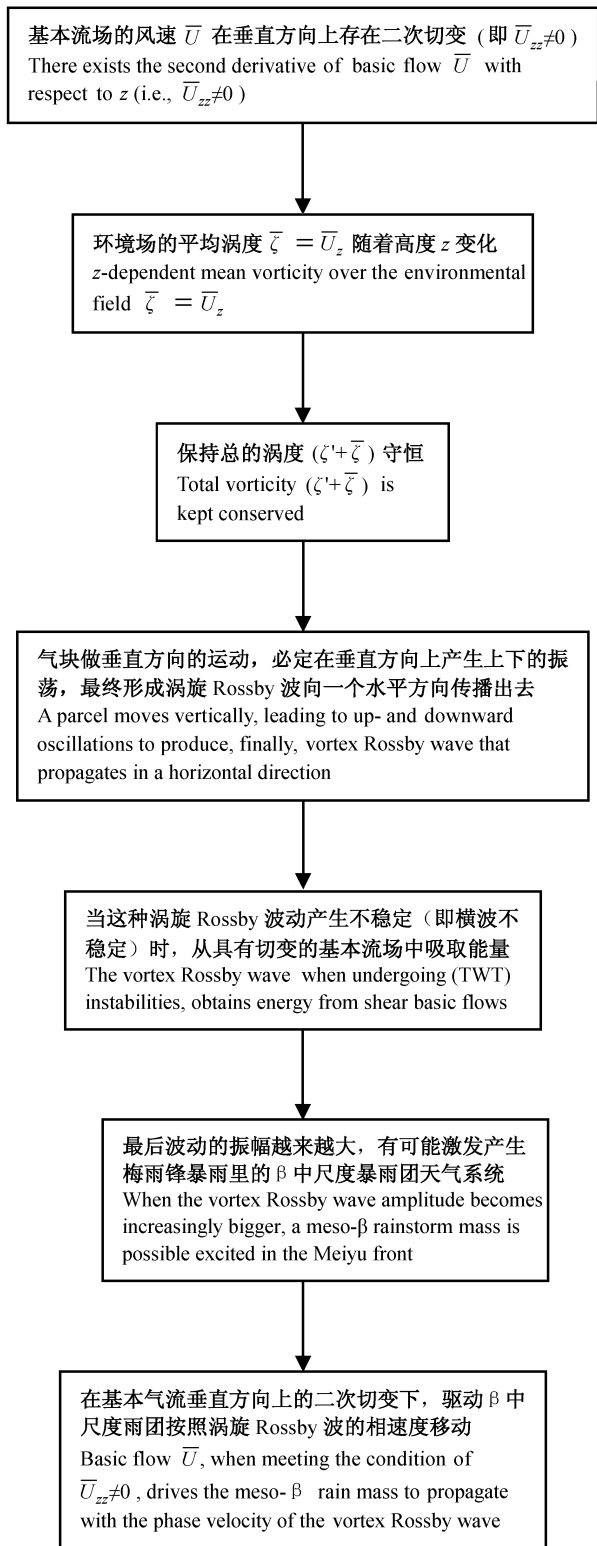


图3 梅雨锋暴雨中 β 中尺度暴雨天气系统产生及传播的可能机制

Fig. 3 Possible mechanism of the genesis and propagation of the rainstorm system in the Meiyu front

5 中尺度模式 MM5 的数值试验

事实上, 无论从理论上还是从实际情况来说, 用实况观测资料来对理论结果进行验证都是最合理的。但是, 由于实况观测资料时间间隔和空间间隔的限制, 特别是探空站一般的间距都在 300 km 左右, 时间间隔上每 12 小时一次高空探空资料, 通常难以捕捉中小尺度系统, 进行时空插值的效果又与插值方法有很大的关系, 因而难免存在一定的局限性, 所以运用中尺度数值模式的试验结果对动力学理论的分析结果进行验证是必要的。

中尺度数值模式是以大气基本运动方程组为基础, 离散化并进行数值积分而得到数值试验结果。随着数值模式和计算方法的不断完善, 许多模式都可以对大气的运动状态进行足够准确的描述。而且由于数值模式具有较高的时空分辨率, 因而在一定程度上可以弥补实况资料的不足。

5.1 模式、资料与个例

本文采用美国 PSU/NCAR 开发的非静力中尺度数值模式(MM5), 对 1998 年 7 月 29 日 00 时至 30 日 00 时(国际协调时, 下同)发生于长江中下游的一次暴雨过程进行模拟研究, 模拟设计采用全物理过程模拟方案。

(1) 单层网格系统。网格区域中心位于(30°N , 115°E), 格点数为 52×52 , 格距为 45 km。

(2) 模式顶 $p_t = 10$ hPa, 垂直分层为 26 层。

(3) 地形和地表分类资料: 对 PSU/NCAR 的 30 min 全球地形资料和 13 类地表分类资料, 采用滑动抛物线内插方案产生中尺度网格点上地形高度场和地表分类资料场。

(4) 初始条件: 使用国家气象中心业务运行 T106 谱模式所产生的 $1.125^{\circ} \times 1.125^{\circ}$ 客观分析场, 采用二维 16 点滑动抛物线拟合方法获得中尺度网格区域的第一猜测场。利用气象站常规观测资料(高空和地面)通过 Cressman 客观分析方法对第一猜测场进行订正, 生成中尺度网格区域的初始场。

(5) 侧边界条件: 所用资料仍为 12 小时间隔的上述 T106 和常规观测资料, 采用松弛边界条件。

(6) 行星边界层物理过程: 采用高分辨率的 Blackadar PBL 模式。

(7) 地面物理过程: 包含有地表热量和水汽通量。

(8) 地面温度: 由地表能量收支参数化获得。

(9) 积云对流参数化方案: 采用 GRELL 对流参数化。

(10) 模拟时间: 1998 年 7 月 29 日 00 时至 30 日 00 时。

5.2 模拟效果

由降雨量模拟结果与实况(图略)进行对比可知, MM5 对此次暴雨过程的模拟是颇为成功的。从实况图可以看出, 此次降雨基本上有三个较强的降雨中心, 其中最大雨量中心位于湖北黄石, 24 小时降雨量为 157 mm。从模拟结果可以看出, 模拟出的最强降雨中心位置与实况颇为接近, 只略偏东大约一个纬距左右, 模拟降雨量则比实况略大, 为 184.2 mm, 另外两个暴雨中心位置与实况也基本吻合。

5.3 结果初步分析

从逐时雨量模拟可以得知, 此次降雨过程中, 强降雨基本集中于 14 时以前, 14 时之后降雨较弱。长江中下游的降雨带中可大致分析出 4 个 β 中尺度暴雨(图 4)。

5.3.1 散度场、涡度场与雨团的关系

对 7 月 29 日 06 时和 10 时的低层 700 hPa 散度及涡度场(图 5)进行分析, 可以发现, 沿雨带方向有一系列的辐合中心分别与暴雨相对应, 即散度中心与垂直上升运动中心相对应, 而涡度中心与散度中心在东西方向上基本呈交错分布, 并不重合, 位相大致相差 $\pi/2$, 这都是由前面分析的横波不稳定波动性质(在这个例子中, 由于是线性风速切变, 扰动的成分主要是重力惯性波)的特征所决定的, 与前面的动力学理论分析结果大致一致。

5.3.2 U 风速廓线

在强降雨团所在区域取 U 风速平均, 可以得到 29 日 06 时和 10 时东西方向的风速 U 随高度变化的曲线(图 6)。通过分析, 发现在 850 hPa 的自由大气中, 风速 U 基本上是随高度线性变化的, 并且随高度减少, 这是由于在低空 850~800 hPa 附近存在一支低空急流的结果。由文献[7]所得到的理论分析结论, 可知在这样的线性风速廓线下, 横波型扰动(主要是重力惯性波, 因为在此线性风速切变的情况下, 涡旋 Rossby 波并不存在)会发生不稳定, 从而引起 29 日 14 时之前 β 中尺度暴雨的发展加强, 并且维持准静止状态。

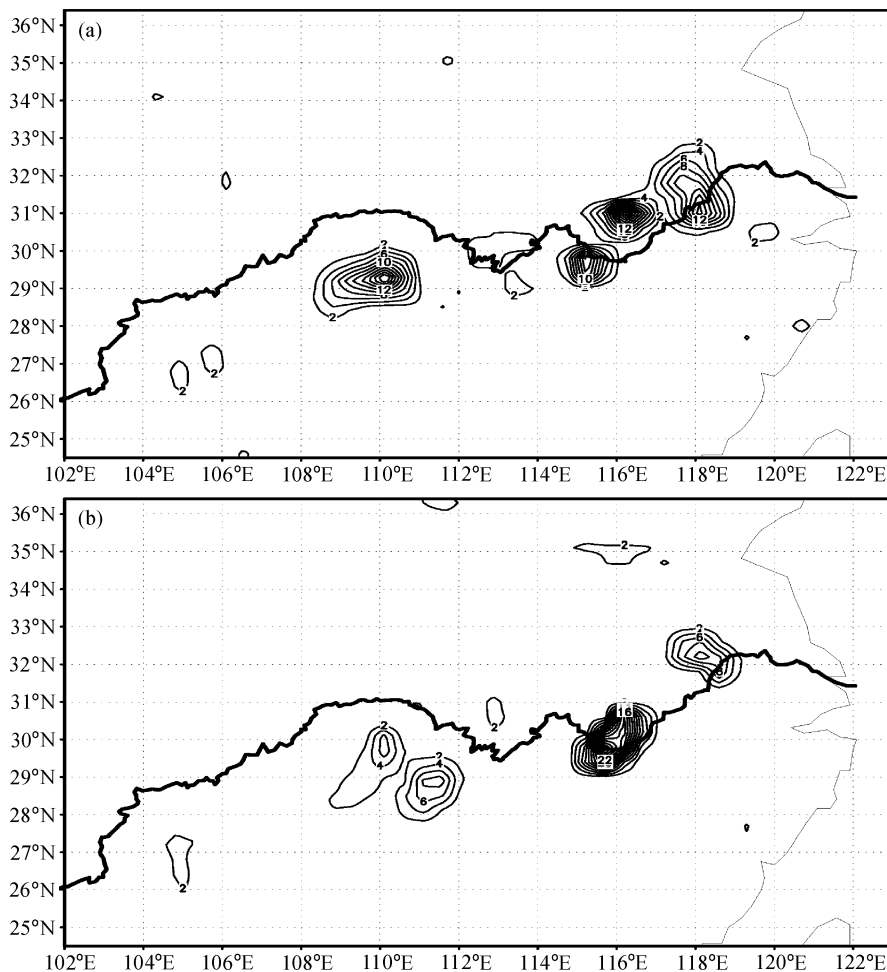


图4 1998年7月29日雨量分布(单位: mm): (a) 05~06时; (b) 09~10时

Fig. 4 Rainfall distribution on 29 Jul 1998 (units: mm): (a) 0500–0600 UTC; (b) 0900–1000 UTC

5.4 1998年7月22~23日过程模拟结果

为了进一步说明涡旋 Rossby 波在 β 中尺度暴雨系统发生、发展中的作用, 我们又选取另外一个暴雨过程进行数值模拟研究, 模拟时间从 1998 年 7 月 22 日 00 时至 23 日 00 时。在这次过程中, 一移动性雨团于 22 日 10 时至 22 时 21 时从 (29.5°N, 118.5°E) 附近移动至 (30°N, 120.5°E) 附近, 然后减弱消失。

5.4.1 涡度场与散度场

通过分析 7 月 22 日 10 时的 700 hPa 的散度和涡度场(图 7), 发现散度中心与涡度中心在东西方向上也是基本呈交错分布, 并不重合, 位相大致相差 $\pi/2$ 。在这种情况下, 主要是由涡旋 Rossby 波的波动结构特征所决定的, 与文献[7]的动力学理论分析结果也大致一致。

5.4.2 U 风速廓线(在雨团所在区域取 U 风速平均)

同样, 做出 7 月 22 日 10 时和 15 时的东西方向风速 U 随高度变化的曲线(图 8)。通过分析, 发现在 850~200 hPa 的自由大气中, 风速 U 随高度的变化具有二次切变, 在低空 850 hPa 以及高空 200 hPa 附近东西向的风速较大, 而在对流层中层 400 hPa 附近东西向风速则较小, 这是由于在低空 850 hPa 附近存在一支低空急流以及在高空 200 hPa 附近存在一支高空急流的结果。由文献[7]所得到的理论分析结果可知, 在这样的二次切变风速廓线下, 横波型扰动(主要是涡旋 Rossby 波)会激发产生并且发生不稳定, 从而驱动本次 β 中尺度暴雨的偏东方向移动。可以通过绘制本次过程的每小时雨量分布图(图略), 分析 β 中尺度雨团的移

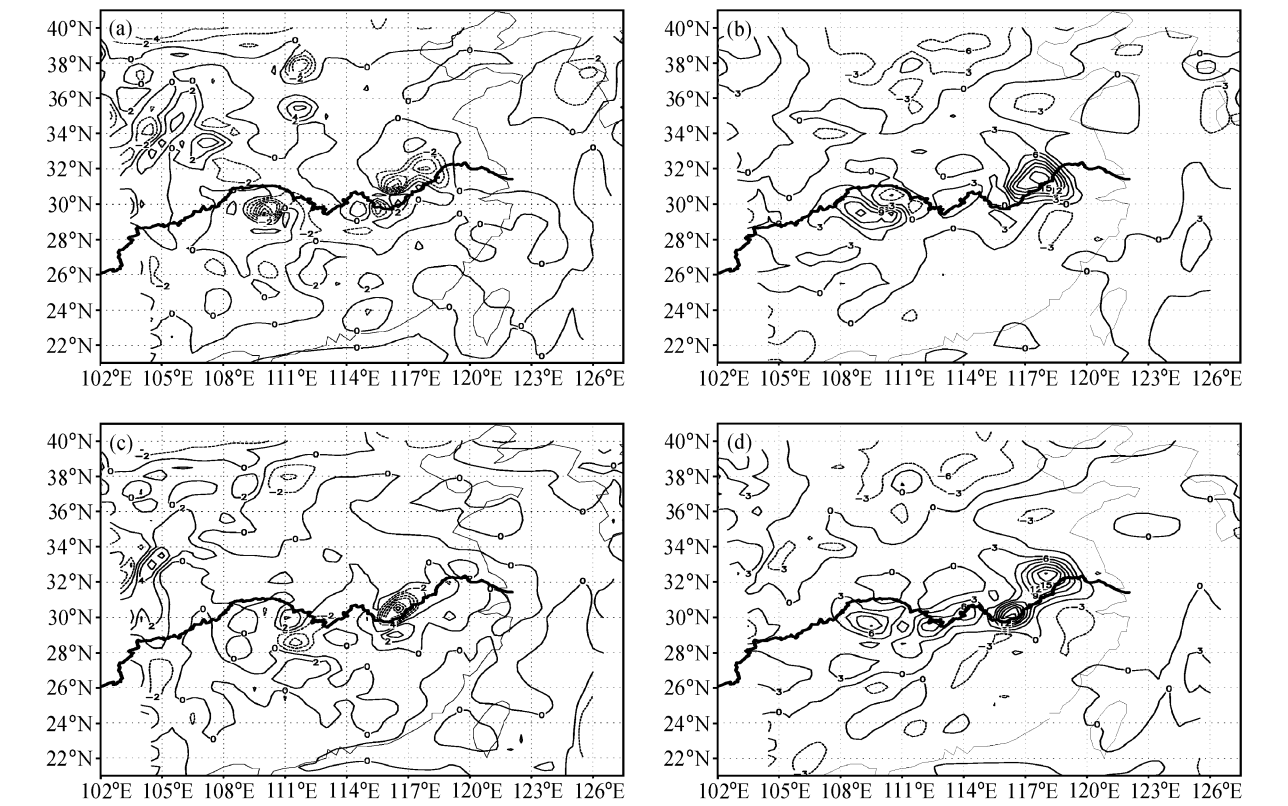


图 5 1998 年 7 月 29 日低层 700 hPa 散度及涡度场(单位: 10^{-5} s^{-1}): (a) 06 时散度; (b) 06 时涡度; (c) 10 时散度; (d) 10 时涡度
Fig. 5 Divergence and vorticity (units: 10^{-5} s^{-1}) pattern at 700 hPa on 29 Jul 1998: (a) Divergence at 0600 UTC; (b) vorticity at 0600 UTC; (c) divergence at 1000 UTC; (d) vorticity at 1000 UTC

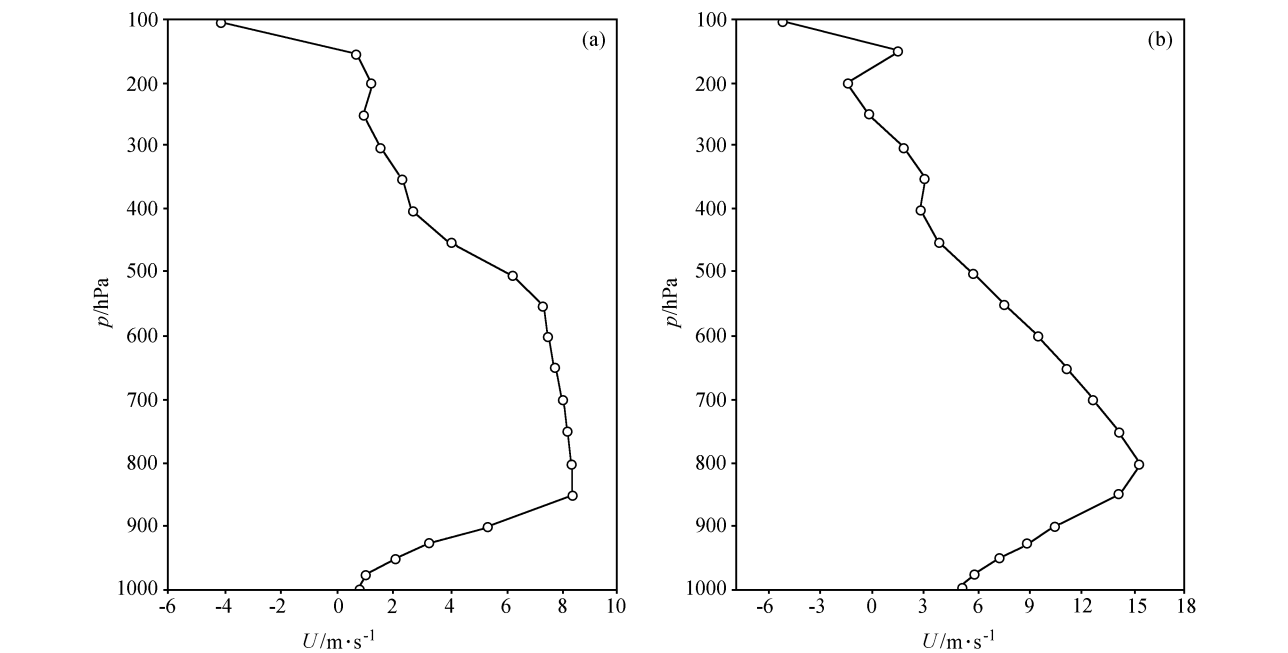


图 6 1998 年 7 月 29 日 06 时 (a) 和 10 时 (b) U 风速廓线(单位: m/s)
Fig. 6 A U -wind profile (29°N , 116°E) on 29 Jul 1998 (units: m/s): (a) 0600 UTC; (b) 1000 UTC

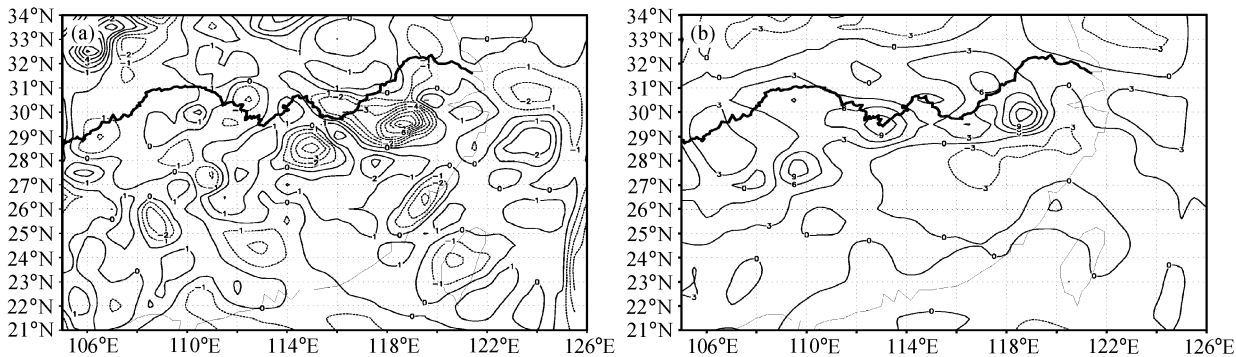


图 7 1998 年 7 月 29 日 10 时 700 hPa 散度(a)和涡度(b)场(单位: 10^{-5}s^{-1})

Fig. 7 (a) Divergence and (b) vorticity (units: 10^{-5}s^{-1}) at 700 hPa at 1000 UTC 22 Jul 1998

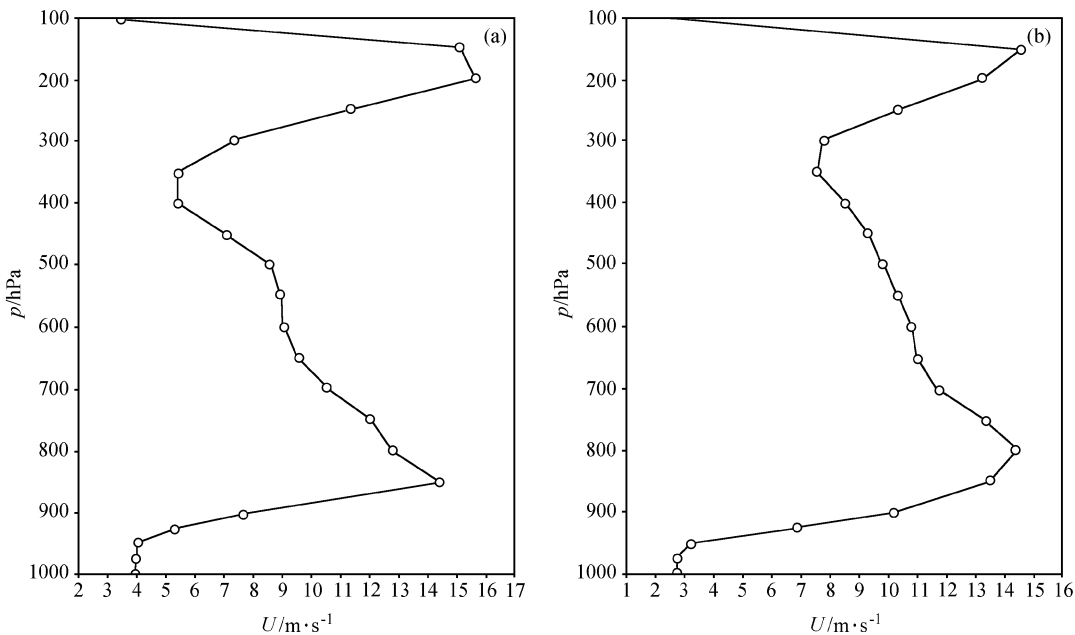


图 8 1998 年 7 月 29 日 10 时 (a) 和 15 时 (b) U 风速廓线(单位: m/s)

Fig. 8 The U -wind profile (29°N , 119°E) on 22 Jul 1998 (units: m/s): (a) 1000 UTC; (b) 1500 UTC

动,可以发现其中一个 β 中尺度暴雨在 7 月 22 日 09 时至 12 时之间的移动速度大约为每小时 50 多公里。

6 结论

为了解释梅雨锋暴雨中 β 中尺度暴雨天气系统的结构特征以及其中横波型线状扰动涡旋 Rossby 波形成的物理过程,本文仍然使用与文献[5]相同的二维中尺度横波型扰动的动力学方程组,探讨了该扰动的各种物理量场分布特征以及能量来源,其主要结论如下:

(1) 当基本气流为常数时,在不稳定层结

$N^2 \leq 0$ 的情况下,在地面天气图上,气压场中心与涡度场中心相重合,高压中心对应于反气旋性涡度中心,低压中心对应于气旋性涡度中心。地面辐合中心位于地面低压中心的前方,即位于低压槽前;而地面辐散中心位于地面高压中心的前方,即位于低压槽后。在对流层中层,地面低压中心的上空是一个暖中心;地面高压中心的上空是一个冷中心。对流层中层的最大上升运动位于地面辐合中心的上方,即位于地面低压槽前的上方;对流层中层的最大下沉运动位于地面辐散中心的上方,亦即位于地面低压槽后的上方。

(2) 对于基本气流不为常数(只随高度变化)的

情况, 扰动气压 p' 和扰动涡度 ζ' 在水平 x 方向上处于同位相或者反位相, 扰动散度 D' 和扰动垂直速度 w' 在水平 x 方向上也处于同位相或者反位相, 而扰动涡度 ζ' 与扰动散度 D' 在 x 方向上传播的位相差 $\pi/2$, 只不过它们在垂直方向 z 上的分布结构有所不同。

(3) 局地区域扰动发展的总能量来源于平均场的有效位能、平均场的动能以及基本风场 $\bar{U}$ 对扰动总能量的平流作用。在不考虑基本流场的情况下, 扰动发展的总能量是守恒的, 而扰动动能的来源只能来自于扰动的有效位能, 此时背景场对扰动的发展不提供能源作用。

(4) 由于环境场的平均涡度 $\bar{\zeta} = \partial \bar{U} / \partial z$ 随着高度 z 的变化(即 $\bar{U}_\infty \neq 0$), 当气块做垂直方向上的运动时, 为了保持总的涡度($\zeta' + \bar{\zeta}$)守恒, 必定在垂直方向上产生上下的振荡, 最终形成涡旋 Rossby 波向一个水平方向传播出去。当这种涡旋 Rossby 波动产生不稳定(即横波不稳定)时, 从具有切变的基本流场中吸取能量, 结果波动的振幅越来越大, 有可能激发出梅雨锋暴雨里的 β 中尺度暴雨天气系统。

(5) 最后使用中尺度 MM5 模式对上述一些动力学理论结果进行了很好的验证。

参考文献 (References)

- [1] Ougra Y, Juang H M, Zhang K S, et al. Possible triggering mechanisms for severe storms in SESAME—AVE IV (9–10 May 1979). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 1982, **63**: 503~515
- [2] Kuo H L. Baroclinic instabilities of linear and jet profiles in the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, 1979, **36**: 2360~2378
- [3] Kuo H L, Seitter K L. Instability of shearing geostrophic currents in neutral and partly unstable atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, 1985, **42**: 331~345
- [4] Charney J G. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Atmos. Sci.*, 1947, **4**: 136~162
- [5] Tokioka T. Supplement to non-geostrophic and non-hydrostatic stability of a baroclinic fluid and medium-scale disturbances on the fronts. *J. Meteor. Soc. Japan*, 1971, **49**: 129~132
- [6] 张可苏. 斜压气流的中尺度稳定性 II. 横波型不稳定. 气象学报, 1988, **46**(4): 385~392
Zhang Kesu. On mesoscale instability of a baroclinic flow. II. Transversal instability. *Acta Meteor. Sinica* (in Chinese), 1988, **46**(4): 385~392
- [7] 沈新勇, 倪允琪, 张铭, 等. β 中尺度暴雨系统发生发展的一种可能物理机制 I. 涡旋 Rossby 波的相速度. 大气科学, 2005, **29**(5): 727~733
Shen Xinyong, Ni Yunqi, Zhang Ming, et al. A possible mechanism of the genesis and development of meso- β rainstorm system. Part I: Phase velocity of vortex Rossby waves. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2005, **29**(5): 727~733
- [8] 余志豪. 台风螺旋雨带——涡旋 Rossby 波. 气象学报, 2002, **60**(4): 502~507
Yu Zhihao. The spiral rain bands of tropical cyclone and vortex Rossby waves. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 2002, **60**(4): 502~507
- [9] MacDonald N J. The evidence for the existence of Rossby-like waves in the hurricane vortex. *Tellus*, 1968, **20**: 138~150
- [10] Guinn T A, Schubert W H. Hurricane spiral bands. *J. Atmos. Sci.*, 1993, **50**: 3380~3403
- [11] Smith G B II, Montgomery M T. Vortex axisymmetrization: Dependence on azimuthal wave-number or asymmetric radial structure changes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1995, **121**: 1615~1650
- [12] Montgomery, M T, Kallenbach R J. A theory for vortex Rossby-waves and its application to spiral bands and intensity changes in hurricane. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1997, **123**: 435~465.
- [13] Montgomery M T, Enagonio J. Tropical cyclogenesis via convectively forced vortex Rossby waves in a three-dimensional quasigeostrophic model. *J. Atmos. Sci.*, 1998, **55**: 3176~3207
- [14] Wang Yuqing. An explicit simulation of tropical cyclones with a triply nested movable mesh primitive equation model—TCM3. Part I: Model description and control experiment. *Mon. Wea. Rev.*, 2001, **129**: 1370~1394
- [15] Wang Yuqing. Vortex Rossby waves in a numerically simulated tropical cyclone. Part I: Overall structure, potential vorticity, and kinetic energy budgets. *J. Atmos. Sci.*, 2002, **59**: 1213~1238