

热带低层弱涡旋中扰动的快速发展 及其向中心传播的特征*

陶建军[†] 胡向辉

(湖南科技大学地理系, 湘潭 411201)

(2011年11月3日收到; 2012年2月3日收到修改稿)

台风发生的必要条件是热带低层具有气旋式扰动, 从卫星云图和诊断分析看, 许多低层涡旋中存在分立的云团或中尺度系统. 这些涡旋能否发展成为台风, 取决于其中的中尺度波动是否发展集合组成密闭云带. 本文利用柱坐标下的两层动力模式, 研究了低层弱涡旋中第二类条件不稳定机制驱动下的波动的发展和移动问题. 结果表明: 热带弱涡旋中的低层基本流垂直切变可以极大地加强波动的不稳定性; 波动的相速度和群速度都指向涡旋中心, 波动向中心传播, 能量向中心频散. 实例和数值研究也都表明, 低层涡旋中的中尺度扰动会迅速发展并且向中心靠近, 促使台风形成.

关键词: 台风, 第二类条件不稳定, 不稳定波, 热带涡旋

PACS: 92.60.Gn

1 引言

近年来, 台风带来的灾害越来越严重, 因此对台风的研究也一直是气象界的热门课题之一^[1-17]. 众所周知, 台风的形成条件之一就是要有初始扰动, 如热带辐合带、东风波等^[18]. Agee^[1] 早期研究了飓风安娜从辐合带剥离出来后发展为飓风的过程. Wang 和 Magnusdottir^[2] 后来也研究了辐合带断裂时将产生闭合热带涡旋的问题, 指出这些涡旋有一部分可以发展成为台风. 当然, 这些扰动中为什么只有少部分能够发展成为台风, 它们演变为台风的物理机制是什么, 目前仍然不是很清楚, 值得进一步研究. Kieu 和 Zhang^[3,4] 认为从辐合带出来的涡旋之所以能发展为台风, 与辐合带为其不断提供潜在涡度有关. 当然, 辐合带所提供的能量有限, 它只是涡旋发展的外因, 涡旋自身的发展应该起决定性作用. 从卫星云图和诊断分析看, 许多低层涡旋中存在分立的云团或中尺度波动, 涡旋能否发展成为台风, 取决于这些中尺度波动是否发展并且集合组成密闭云带^[18]. 观测表明, 台风形成前

的初始涡旋主要出现在对流层低层, 最大风速出现在 1—1.5 km 附近, 因此, 涡旋不仅具有水平切变, 还具有垂直切变. 李崇银^[11] 曾经研究过低层水平切变对于第二类条件不稳定 (CISK) 的影响, 指出气旋性切变可使 CISK 增长率增大. 他后来又利用板对称坐标, 研究过台风中的垂直切变对 CISK 机制的影响问题, 发现垂直切变影响台风的动力学移动速度^[12]. 以前的研究工作取得了很多可喜的成果, 但是关于柱坐标下的低层涡旋对于 CISK 波的发展和移动的影响问题目前还讨论得很少, 仍然值得继续深入研究, 因为这一问题对于解释台风形成的初始条件具有重要的意义. 因此, 本文将根据热带气旋发展前低层涡旋的结构特点, 研究它对 CISK 波的影响问题, 试图进一步探寻热带气旋发展变化的物理机理, 为提高热带气旋预报能力提供理论依据.

2 动力学方程

柱坐标下考虑 CISK 机制的模式为

* 国家自然科学基金 (批准号: 41075046) 资助的课题.

[†] E-mail: tao043@163.com

$$\left(\frac{\partial}{\partial t^*} + \frac{\bar{V}_\theta}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta}\right) v_\theta^* + \left(f^* + \frac{\bar{V}_\theta}{r^*} + \frac{\partial \bar{V}_\theta}{\partial r^*}\right) v_r^* + w^* \frac{\partial \bar{V}_\theta}{\partial z} = -\frac{1}{r^*} \frac{\partial p^*}{\partial \theta}, \quad (1)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t^*} + \frac{\bar{V}_\theta}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta}\right) v_r^* - \left(f^* + \frac{2\bar{V}_\theta}{r^*}\right) v_\theta^* = -\frac{\partial p^*}{\partial r^*}, \quad (2)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t^*} + \frac{\bar{V}_\theta}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta}\right) w^* - \theta_e^* = -\frac{\partial p^*}{\partial z^*}, \quad (3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t^*} + \frac{\bar{V}_\theta}{r^*} \frac{\partial}{\partial \theta}\right) \theta_e^* + v_r^* \frac{\partial \bar{\theta}_e}{\partial r^*} + \hat{N}^2 w^* = \frac{\bar{\theta}_e}{\bar{T} c_p} Q, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(r^* v_r^*)}{r^* \partial r^*} + \frac{\partial v_\theta^*}{r^* \partial \theta} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} = 0, \quad (5)$$

这里,

$$(v_\theta^*, v_r^*, w^*, \theta_e^*) \equiv \bar{\rho} \left(v'_\theta, v'_r, w', \frac{g}{\theta_0} \theta'_e \right),$$

$\hat{N}^2 = \frac{g}{\theta_e} \frac{\partial \bar{\theta}_e}{\partial z^*}$. 基本状态满足:

$$-f \bar{V}_\theta - \frac{\bar{V}_\theta^2}{r^*} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial r^*}, \quad (6)$$

θ_e^* 为相当位温, 其他均为气象上的常用符号, * 表示有量纲量.

假定涡旋中心附近流体近似做刚体运动, 为简单起见, 设基本流分布为^[14]

$$\bar{V}_\theta = \Omega^*(r^*, z^*) r^*, \quad (7)$$

这里 Ω^* 为刚体角速度, 为 r^* 的缓变量, 并假定基本流随高度呈线性分布 (即忽略二阶导数). 令 $\Omega_0 = V_0/r_0$, 并取 $(v_r^*, v_\theta^*) = V_0(v_r, v_\theta)$; $r^* = r_0 r$; $t^* = \Omega_0 t$; $z^* = D_0 z$, $w^* = (V_0 D_0 / r_0) w$; $\theta_e^* = \frac{V_0^2}{D_0} \theta_e$; $\bar{V}_\theta = V_0 \bar{V}$; $f = f^* \frac{r_0}{V_0}$; $N^2 = \frac{g}{\theta_e} \frac{\partial \bar{\theta}_e}{\partial z} = D_0 \hat{N}^2$; $\Omega^* = \Omega_0 \Omega$. V_0 为旋转刚体边缘的切向速度, r_0 为刚体旋转半径, D_0 为垂直尺度. 代入方程 (1)—(5), 得^[14]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega(z) \frac{\partial}{\partial \theta}\right) \zeta - \zeta_0 \frac{\partial w}{\partial z} + \Omega_z \left(2w + r \frac{\partial}{\partial r} w\right) = 0, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega(z) \frac{\partial}{\partial \theta}\right) \nabla^3 w + \frac{\partial \zeta_0 \zeta}{\partial z} - \nabla^2 \theta_e = 0, \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega(z) \frac{\partial}{\partial \theta}\right) \nabla^2 \theta_e - M^2 \left(r \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial w}{\partial z} + 2 \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial \zeta}{\partial \theta} \right) + 4\Omega_z^2 w + S \nabla^2 w = \frac{\bar{\theta}_e}{\bar{T} c_p} \nabla^2 Q, \quad (10)$$

其中 $S = \frac{D_0^2}{V_0^2} \hat{N}^2 = F^{-1} N^2$ 相当于里查逊数,

这里 $F = \frac{V_0^2}{D_0}$; $\zeta = \frac{\partial}{r \partial r} r v_\theta - \frac{\partial v_r}{r \partial \theta}$ 为扰动涡度, $\zeta_0 = f + 2\Omega(z)$ 为基本场涡度; c_p 为定压比热, \bar{T} 为平均温度, Q 表示非绝热加热的热量; $M^2 = \zeta_0 \frac{\partial \zeta_0}{\partial z}$; $\nabla^3 = \varepsilon^2 \nabla^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, $\varepsilon = \frac{D_0}{r_0}$,

$$\Omega_z = \frac{\partial \Omega}{\partial z}, \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}.$$

为简单起见, 我们在这里取两层模式, 假定初始涡旋主要出现在低层^[13], 摩擦层顶附近风速最大^[13], 和其他研究一样, 取下标“1”对应于下层大气, 下标“3”对应上层大气, 下标“e”对应艾克曼层顶, 下标“2”对应中层, 则根据假设我们取 $\Omega_3 = \Omega_2 \approx 0$, $\Omega_1 \approx \frac{1}{2} \Omega_e$. 根据假设, 中层斜压性很小^[13], 因此可设 $\frac{\partial \bar{T}_2}{\partial r} \approx 0$, 即 $\frac{\partial \Omega_2}{\partial z} \approx 0$; 其中对流凝结加热采用 CISK 机制, 即取:

$$Q = \frac{\mu L}{2\Delta} (\bar{q}_{s3} - \bar{q}_{s1}) \left(w_2 + \frac{1}{2} w_e \right), \quad (11)$$

$$w_0 = \frac{1}{2} h_E \left(\frac{\partial r v_e}{r \partial r} - \frac{\partial u_e}{r \partial \theta} \right). \quad (12)$$

同时我们在这里不考虑重力内波, 即取 $\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega(z) \frac{\partial}{\partial \theta}\right) \nabla^3 w \approx 0$, 这样, 两层模式无量纲方程写为

$$\frac{\partial \zeta_3}{\partial t} - f \frac{-w_2}{\Delta} = 0, \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_1 \frac{\partial}{\partial \theta}\right) \zeta_1 - f_1 \frac{w_2 - w_e}{\Delta} + \Omega_{z1} \left(2w_1 + r \frac{\partial}{\partial r} w_1 \right) = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{f \zeta_3 - f_1 \zeta_1}{\Delta} \right) + (S_2 - \mu H) \nabla^2 w_2 = \frac{1}{2} \mu H \nabla^2 w_e, \quad (15)$$

$$w_e = K \zeta_e, \quad (16)$$

Ω_1 为低层涡旋流的角速度, Ω_{1z} 为基本流角速度在低层对应的切变, $f_1 = f + 2\Omega_1$, Δ 为上下层之间的

高度差, 并假定 $\zeta_e = \lambda\zeta_1$, $\lambda \leq 1$. 这就是本文要讨论的模式, 主要用于研究低层弱涡旋中 CISK 波的不稳定发展和传播问题.

3 稳定性和相速度

为了讨论波动初始时刻的稳定性和传播特性, 设初始解为

$$(\zeta_1, \zeta_3, w_2) = (\hat{\zeta}_1, \hat{\zeta}_3, \hat{w}_2) e^{i(lr+m\theta+\sigma t)}, \quad (17)$$

这里 $\hat{\zeta}_1, \hat{\zeta}_3, \hat{w}_2$ 均视为 r 的缓变函数, l 为径向波数, m 为切向波数. 将 (17) 式代入 (13)—(15) 式, 省略上标, 得

$$\left[i\sigma + i\Omega_1 m + f_1 \frac{K}{\Delta} + \Omega_{z1} \lambda K \left(1 + \frac{irl}{2} \right) \right] \zeta_1 + \left[-\frac{f_1}{\Delta} + \Omega_{z1} \left(1 + \frac{irl}{2} \right) \right] w_2 = 0, \quad (18)$$

$$\left[i\sigma + \frac{\Delta\lambda}{2f_1} \mu H K \left(-l^2 - \frac{m^2}{r^2} + \frac{il}{r} \right) \right] \zeta_1 + \left[\frac{f^2}{f_1 \Delta} - \frac{\Delta}{f_1} (S_2 - \mu H) \times \left(-l^2 - \frac{m^2}{r^2} + \frac{il}{r} \right) \right] w_2 = 0. \quad (19)$$

因此可得缓变波列的频散关系:

$$\sigma = -i \frac{\alpha_2 \beta_1 - \alpha_1 \beta_2}{\beta_2 - \alpha_2}, \quad (20)$$

其中,

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= i\Omega_1 m + f_1 \frac{K}{\Delta} + \Omega_{z1} \lambda K \left(1 + \frac{irl}{2} \right); \\ \alpha_2 &= -\frac{f_1}{\Delta} + \Omega_{z1} \left(1 + \frac{irl}{2} \right); \\ \beta_1 &= \frac{\Delta\lambda}{2f_1} \mu H K \left(-l^2 - \frac{m^2}{r^2} + \frac{il}{r} \right); \\ \beta_2 &= \frac{f^2}{f_1 \Delta} - \frac{\Delta}{f_1} (S_2 - \mu H) \left(-l^2 - \frac{m^2}{r^2} + \frac{il}{r} \right). \end{aligned}$$

其中已设 $w_1 \approx \frac{1}{2}(w_2 + w_e)$. 通过 (20) 式可以讨论波动的稳定性和传播特性.

在所研究的问题范围内, 可取径向尺度 $r_0 = 100 \text{ km}$; $D_0 = 10 \text{ km}$; $\Delta = 0.45$, $H = 1.1$, $\lambda = 1$; $f^* = 0.370 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; $\hat{N}^2 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$; $V_0 = 100 \text{ m/s}$. 这时 $\Omega_0 = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

图 1 是不同切变条件下, 稳定性和相速度随波数的变化曲线. 这里可以看到, 低层涡旋切向流的垂直切变的大小对稳定性有着明显的影响, 垂直切变越大, 波动越不稳定, 即使是较弱的低层涡旋, 它

产生的垂直切变也可以使波动的不稳定性增加很多倍. 比如在 $r = 300 \text{ km}$ 处, 若取径向波数 $l = 1$, $\Omega_e = 0$ 时, 计算得 $\sigma = 4.7 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$, e 倍增长时间为 2.5 d (59 h), 而当取 $\Omega_e = 0.04$ 时 (相当于底层半径为 300 km 的涡旋边缘的切向风速为 12 m/s), 计算得 $\sigma = 5.7 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, e 倍增长时间为 4.8 h , 增长率是没有涡旋时的 12 倍. 可见低层涡旋对于 CISK 波动不稳定的促进作用是非常大的, 径向波数较大时, 增长率更大. 因此, 低层涡旋可以加强 CISK 机制的不稳定作用, 这也许可以解释为什么台风多发生在低层气旋性涡旋中的原因之一.

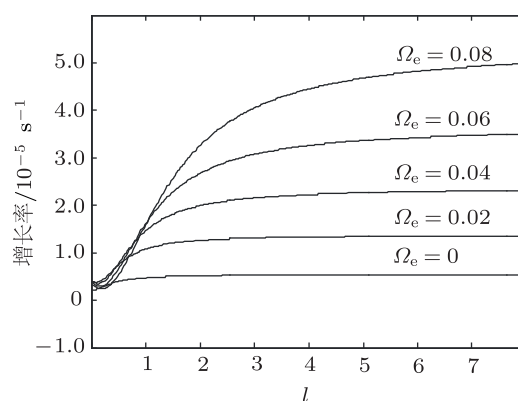


图 1 在 $r = 300 \text{ km}$ 处波动的增长率与径向波数 l 和低层基本流角速度的关系, 取 $m = 1$, $K = 0.025$, $\mu = 0.8$

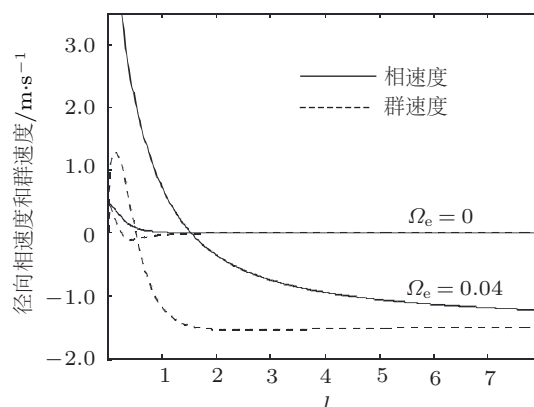


图 2 在 $r = 300 \text{ km}$ 处波动的相速度、群速度与径向波数和低层基本流角速度的关系, 取 $m = 1$, $\mu = 0.8$

图 2 和图 3 是在 $r = 300 \text{ km}$ 处波动的相速度、群速度与径向波数和低层基本流角速度的关系. 从图 2 和图 3 可以看到一个有意思的现象: 低层涡旋切向流的垂直切变的存在, 致使它里面的波动的相速度不为零, 当径向波数较大时, 相速度为负, 扰动向内传播. 这一问题李崇银曾经研究过, 不过他讨论的是垂直切变对于台风整体移动的影响,

而本文研究的结论是垂直切变可以使低层涡旋中波动向中心传播. 这对于能量向涡旋中心集中, 致使涡旋的发展具有重要意义.

另外, 波动的群速度也是向中心传播的 (如图 3), 因此, 这时波动的能量会向中心集聚. 所以说, 低层涡旋不仅使 CISK 不稳定加强, 还具有汇集能量的作用, 从而促使涡旋很快向涡旋中心发展.

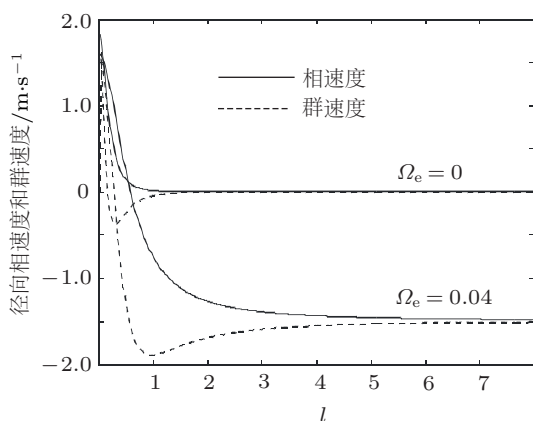


图 3 在 $r = 300 \text{ km}$ 处波动的相速度、群速度与径向波数和低层基本流角速度的关系, 取 $m = 0, \mu = 0.8$

4 数值计算结果

由于频率方程中含有半径 r , 因此, 所得的结论只适合于初始扰动, 随着时间的增加, 扰动的振幅会发生变化. 因此, 要进一步研究波动的演变过程, 可以对 (13)—(16) 式求数值积分, 将方程组写成以下形式:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega_1 i m \right) \zeta_1 - f_1 \frac{w_2 - w_e}{\Delta} \\ & + \Omega_{z1} \left(w_1 + \lambda K \zeta_1 + r \frac{\partial w_2}{\partial r} + r \frac{\partial w_e}{\partial r} \right) = 0, \quad (21) \\ & (S_2 - \mu H) \frac{\partial^2 w_2}{\partial r^2} + \left[(S_2 - \mu H) + \frac{f_1 r^2 \Omega_{z1}}{2} \right] \frac{\partial w_2}{r \partial r} \\ & + \left[f_1 \Omega_{z1} - (f_1^2 + f^2) / \Delta - (S_2 - \mu H) \frac{m^2}{r^2} \right] w_2 \\ & = -f_1 \Omega_1 i m \zeta_1 - f_1^2 \frac{\lambda K}{\Delta} \zeta_1 \\ & - f_1 \Omega_{z1} \lambda K \left(\zeta_1 + \frac{r}{2} \frac{\partial \zeta_1}{\partial r} \right) + \frac{\lambda \mu H K}{2} \nabla^2 \zeta_1. \quad (22) \end{aligned}$$

先利用初值, 通过方程 (20) 解出 ζ_1 , 再由 (21) 用追赶法解出 w_2 , 计算时, 径向方向取 400 个格点, 所取各参数值见前文.

图 4 反映了涡旋中波动振幅随时间的演变. 由图 4 可以看出, 初始时刻, 扰动振幅很小, 随着时间的推移, 扰动逐渐增大, 并且向内传播. 这一结论与

前面解析分析的结果是一致的.

由图 5 也可以看出, 涡旋中的两个发展中的扰动互旋并且向中心传播. 一般来说, 越是靠近涡旋中心, 基本场垂直变化越大 (可参见图 8), 波动向中心靠近与合并的速度也越快. 正如魏鼎文^[17] 曾指出的那样, 台风发展初期, 有暖的低压向中心靠近, 这两个扰动当其相互趋近小于一定尺度时, 会猛烈发展, 成为台风. 当取基本流为零时, 波动发展很慢, 不旋转且不向中心传播 (图略).

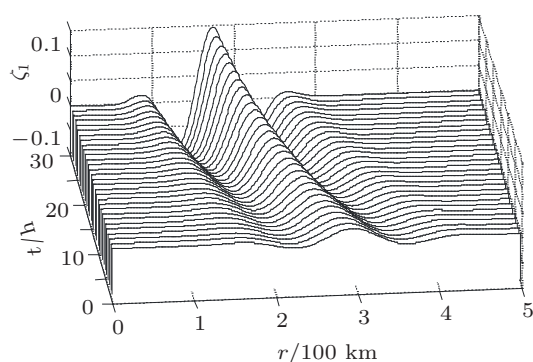


图 4 涡旋中波动随时间 t 的演变, 取 $m = 0, \mu = 0.8, \Omega_e = 0.04$

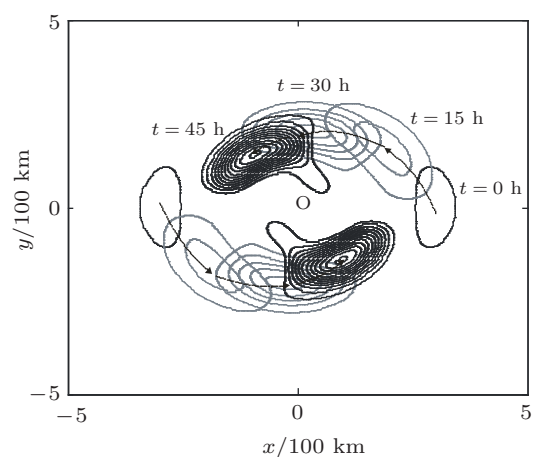


图 5 扰动向中心传播和发展过程, 取 $m = 2, \mu = 0.8, \Omega_e = 0.028$

图 6(a) 为不同参数条件下, 波动振幅在初始时刻和 36 h 后随半径的分布. 由图 6 可以看出: 当低层角速度越大时, 波动增幅也越大, 而且波动向中心移动的距离也越大; 初始时刻波动对于极大值是对称的, 但 36 h 后, 波动变得不对称, 具有能量向内频散; 另外, 当加热系数越大时, 波动的增幅强度也越大, 且波动向内的移动距离也越大. 这就说明, 低层基本流的垂直切变和波动的 CISK 机制共同作用, 是致使波动迅速发展和向中心传播的重要因子.

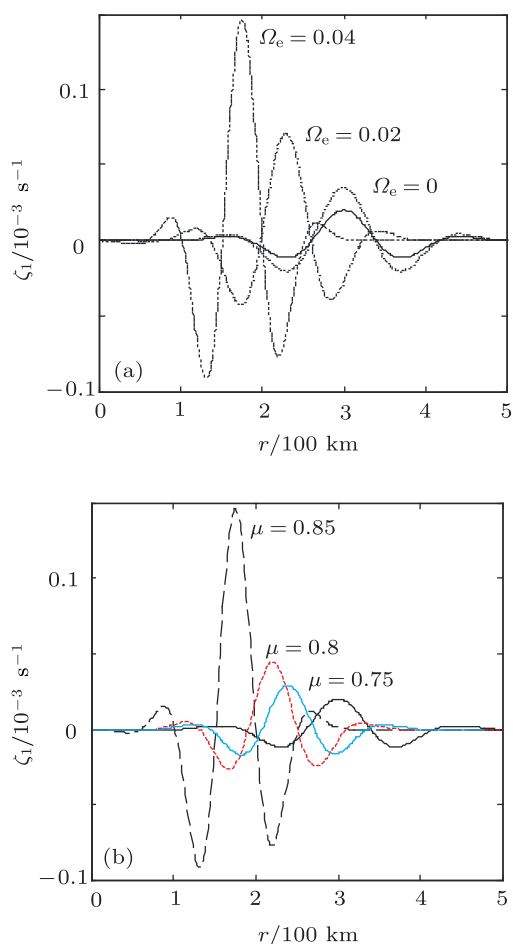


图6 不同参数条件下,波动振幅在初始时刻和36 h后随半径的分布,实线为初值 (a) $m = 0, \mu = 0.8$ 时取低层不同角速度; (b) $m = 0, \Omega_e = 0.04$ 时取不同加热参数

5 台风麦莎 (2005 年 09 号台风) 形成前的热带低涡实例

为了验证理论研究结果的实用性和科学性,我们利用美国国家环境预报中心/美国国家大气研究中心 (NCEP/NCAR) 的再分析数据对多个热带低层气旋进行了诊断分析,发现涡旋的基本风场涡度值的垂直切变 (Ω_{1z} 或 $\bar{\zeta}_{1z}$) 与理论分析取值接近,且其中的中尺度扰动确实向中心靠拢并且合并发展.图7是由NCEP/NCAR的再分析数据得到的2005年09号台风麦莎发展成为台风之前7月28日12时的温度场剖面图.从剖面图看,风场的经向风分量主要集中在500 hPa以下,南北风分量都在900 hPa处达最大,北风分量在500 hPa处已经为零,南风分量至400 hPa处为零,前文对于基本流场的假设与实际基本相符.由图还可以看出,弱

低压的斜压性不强,特别是500 hPa高度上,等温面基本上呈水平分布.可见台风形成的初始扰动基本上具有正压性,这些也与理论分析的假设条件基本一致.

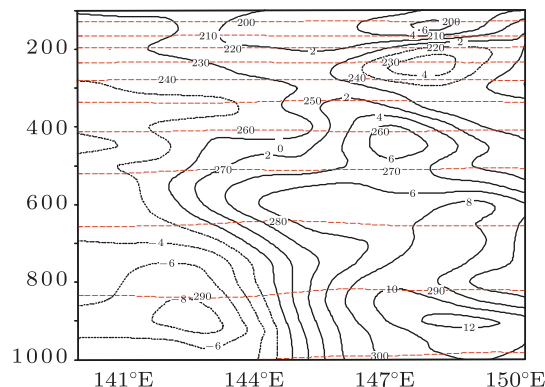


图7 沿5°N穿过麦莎出现前的热带低压(2005年7月28日12时)的剖面图 实线和点线分别为南风分量和北风分量等值线,虚线为等温线

图8是麦莎发展时700 hPa上扰动正涡度区随时间的演变.2005年7月28日12时,区域中部为一涡旋,涡旋东部有一弱涡,基本涡度场(即 $2\Omega_{1z}$)垂直变化明显,与理论研究所取参数相近.28日12时一直到29日00时,东部涡动发展,两涡互旋并且靠近.由于中心附近垂直切变较大,所以29日12时,两涡中心很快合并(图略).

由此可见,低层较弱的涡旋确实具有使得扰动增强并且向中心汇集的作用,实际状况较好地印证了理论分析结果.

6 结论

台风多发生在热带辐合带和东风波等热带扰动中,这些热带扰动在低层具有明显的垂直切变.本文通过讨论频率方程以及数值计算方法,研究了低层弱涡旋中CISK波的发展问题.结果表明:低层涡旋可以加强CISK的不稳定作用,使CISK波动更快发展;低层涡旋流的垂直切变可以使波动成为移动性波动并且向中心传播,群速度也指向中心,从而可以使波动能量向中心频散,促使中心附近波动的迅速发展.由以上结论可知,热带低层弱涡旋内中尺度波动容易发展,由于波动向中心的传播,也很容易集合并且组成密闭云带,最后发展成为台风.因此,研究结果对于台风形成初期的预报具有一定的科学意义和实际意义.

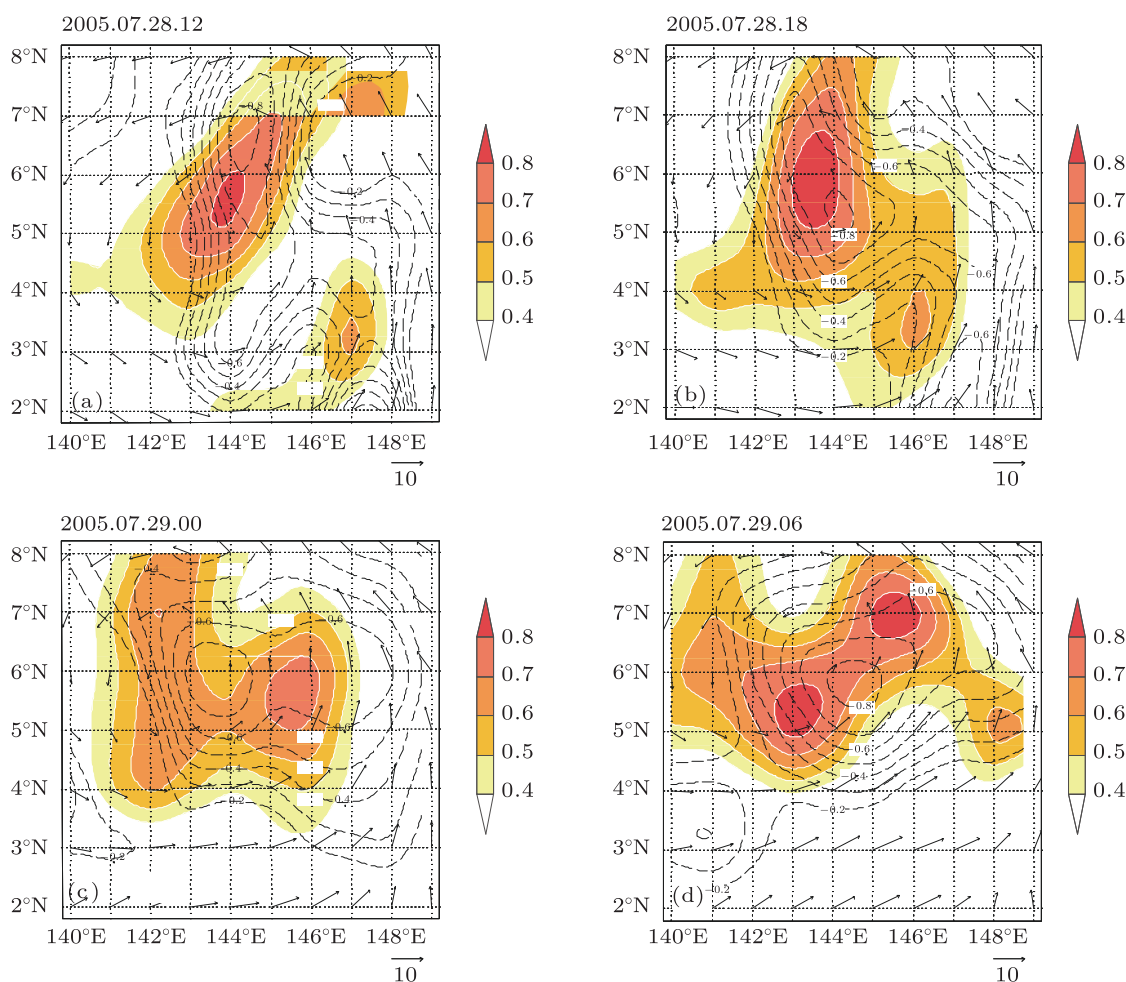


图 8 麦莎发展成热带低压时 700 mb 扰动正涡度区随时间的演变 实线等值线为 500 hPa 与 900 hPa 涡度值之差 $\bar{\zeta}_{500} - \bar{\zeta}_{900}$, 这里只显示负值, 单位为 10^{-4} s^{-1}

- [1] Ernest M A 1972 *Mon. Wea. Rev.* **100** 733
- [2] Chia C W, Gudrun M 2005 *J. Atmos. Sci.* **62** 1497
- [3] Chanh Q K, Zhang D L 2008 *J. Atmos. Sci.* **65** 3419
- [4] Chanh Q K, Zhang D L 2009 *J. Atmos. Sci.* **66** 1980
- [5] Ran L K, Yang W X, Chu Y L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 079201
- [6] Zhou Y S, Cao J, Gao S T 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6654 (in Chinese) [周玉淑, 曹洁, 高守亭 2008 物理学报 **57** 6654]
- [7] Zhang L, Huang S X, Zhong J, Du H D 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7478 (in Chinese) [张亮, 黄思训, 钟剑, 杜华栋 2010 物理学报 **59** 7478]
- [8] Huang H, Zhang M 2008 *Acta Meteor. Sin.* **66** 0577 (in Chinese) [黄泓, 张铭 2008 气象学报 **66** 0577]
- [9] Zhou Y S, Ran L K 2006 *Acta Phys. Sin.* **59** 1366 (in Chinese) [周玉淑, 冉令坤 2006 物理学报 **59** 1366]
- [10] Huang S X, Cai Q F, Xiang J, Zhang M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3022 (in Chinese) [黄思训, 蔡其发, 项杰, 张铭 2007 物理学报 **56** 3022]
- [11] Li C Y 1983 *Acta Meteor. Sin.* **41** 275 (in Chinese) [李崇银 1983 气象学报 **41** 275]
- [12] Li C Y, Niu X X 1988 *Acta Meteor. Sin.* **46** 497 (in Chinese) [李崇银, 钮学新 1988 气象学报 **46** 497]
- [13] Li C Y, Ye D Z, Huang R H, Wang L M, Liu S K, Sun S Q, Zeng Q C, Lu P S, Yang D S, Yuan Z G 1985 *Dynamic Meteorology Introduction* (Beijing: Meteorological Publishing House) p225 (in Chinese) [李崇银, 叶笃正, 黄荣辉, 王两铭, 刘式适, 孙淑清, 曾庆存, 卢佩生, 杨大升, 袁重光 1985 动力气象学概论 (北京: 气象出版社) 第 225 页]
- [14] Tao J J, Yu Y X, Li C K 2008 *Acta Meteor. Sin.* **66** 520 (in Chinese) [陶建军, 余越昕, 李朝奎 2008 气象学报 **66** 520]
- [15] Lu H C, Kang J W, Kou Z, Cheng Y H, Zhong W 2004 *Natural Sci. Prog.* **14** 541 (in Chinese) [陆汉城, 康建伟, 寇正, 程艳红, 钟玮 2004 自然科学进展 **14** 541]
- [16] Tao J J, Li C K 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4314 (in Chinese) [陶建军, 李朝奎 2009 物理学报 **58** 4314]
- [17] Wei D W, Gray W M 1988 *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* **12** 200 (in Chinese) [魏鼎文, Gray W M 1988 大气科学 **12** 200]
- [18] Bao C L 1980 *Tropical Weather* (Beijing: Science Press) pp108–120 (in Chinese) [包澄澜 1980 热带天气学 (北京: 科学出版社) 第 108—120 页]

The development and dissemination characteristic of disturbance in weak tropical cyclones*

Tao Jian-Jun[†] Hu Xiang-Hui

(Department of Geography, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China)

(Received 3 November 2011; revised manuscript received 3 February 2012)

Abstract

The cyclone disturbance in tropical lower atmosphere is the necessary condition of typhoon forming. Satellite cloud imagery and diagnostic analysis both show that the convection represents separate cloud cluster or mesoscale systems in the disturbance. Whether these disturbances can become the typhoon depends on the strength of the convection heating in the mesoscale systems and close degree of the cloud area. This paper deals with the development and mobile of wave driven by conditional instability of second kind (CISK) mechanism through discussing frequency equation and using numerical method. The results show that the mesoscale CISK wave can occur in the tropics weak cyclone. Vertical shear of basic vortex circulation can significantly strengthen unstable effect of this wave to make fluctuation quickly develop. Vertical shear of basic vortex circulation can also make the wave move toward the center of basic vortex circulation and its group velocity points to the center too. The numerical calculation and the examples show that the disturbance will develop rapidly and move towards the center too.

Keywords: typhoon, conditional instability of second kind, unstable wave, tropical vortex

PACS: 92.60.Gn

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 41075046).

[†] E-mail: tao043@163.com