

热带气旋在陆地上重新加强的非轴对称性

汤胜茗, 顾明

(同济大学 土木工程防灾国家重点实验室, 上海 200092)

摘要: 以2006年1月澳大利亚北领地热带气旋“NT2006”为例, 以非轴对称的观点对其登陆后的重新加强过程进行了数值模拟研究. 首先以平均项和涡动项的形式分解了切向动量方程, 其次对涡动动量通量和亚网格动量通量进行了对比研究. 结果表明, 平均切向动量的竖向对流是造成平均切向风速增大最主要的因素; 而在对流层中上部, 涡动通量项也局部促进了平均切向风速的增大. 通过对比动量通量发现, 涡动动量通量的数值比亚网格动量通量大得多, 而且各动量通量之间的分布形式相差很大.

关键词: 热带气旋; 陆地; 重新加强; 非轴对称; 动量通量
中图分类号: P435⁺.1 **文献标志码:** A

Asymmetric Dynamics of the Reintensification of a Tropical Cyclone over Land

TANG Shengming, GU Ming

(State Key Laboratory for Disaster Reduction in Civil Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

Abstract: This paper presents numerical simulations to investigate the reintensification of a tropical cyclone that formed to the north coast of the Northern Territory of Australia in January 2006 (NT2006) with an asymmetric view. The azimuthally averaged tangential momentum equation is partitioned into mean and eddy terms, and then the magnitudes of the eddy momentum fluxes and subgrid momentum fluxes are compared. The results show that the mean vertical advection of tangential momentum contributes most to the spin up of the azimuthal mean tangential wind, and in the middle-upper troposphere the eddy momentum fluxes partly contribute to the spin up of the vortex as well. The comparison of momentum fluxes indicates that the resolved eddy momentum fluxes are much larger than the subgrid momentum fluxes and they are quite different from each other in pattern.

Key words: tropical cyclone; land; reintensification;

asymmetric; momentum fluxes

热带气旋在陆地上的加强机理一直是气象学关注的重要基础问题. 到目前为止, 有关热带气旋动力特性的研究大多都基于轴对称涡旋^[1-4]. 然而观测显示, 热带气旋在快速加强阶段是高度不对称的, 只有少数强台风、超强台风等强热带气旋在内核区域存在一定的轴对称结构. 因此, 研究非轴对称流对热带气旋生成加强的作用极其重要.

以前许多研究都表明, 非轴对称流将削弱热带气旋加强期和成熟期的强度. DeMaria^[5]的数值研究表明, 环境风垂直切变产生的非轴对称结构使眼墙附近的垂直对流减弱, 减小了热带气旋的强度. Nolan 和 Grasso^[6]指出, 由于轴对称化和对流层下层涡度拟能层叠, 非轴对称热力将使涡旋旋转减弱. Yang 等^[7]和 Bryan^[8]认为非轴对称化是动量和浮力的混合, 该扩散混合过程是阻碍热带气旋加强的原因.

另外一些研究表明, 非轴对称流不会减弱热带气旋的强度, 甚至有利于热带气旋的加强. Frank 和 Ritchie^[9]数值试验结果表明, 在中等强度风垂直切变的环境场中, 热带气旋的非对称性加强, 但并不引起强度的减弱. 徐亚梅和伍荣生^[10]数值模拟结果表明, 非对称流的发展及向轴对称的转换是热带气旋早期发展的重要原因, 非对称流通过径向涡动通量与对称流相互转换. Persing 等^[11]重点研究了涡动项对热带气旋加强的作用, 相对于之前的研究认为斜压不稳定性混合过程是热带气旋加强的重要因素, 该文更倾向于认为涡动过程和羽状涡旋结构才是加强的最重要因素. 而三维非轴对称模型的数值模拟结果显示, 强上升气流区域中平均和涡动动量的竖向对流运动是该热带气旋旋转加强的主要原

收稿日期: 2014-11-12

基金项目: 国家自然科学基金重大研究计划重点项目(90715040, 91215302); 科技部国家重点实验室基础研究项目(SLDRCE15-A-04)

第一作者: 汤胜茗(1987—), 男, 博士生, 主要研究方向为热带气旋. E-mail: tsm051567@aliyun.com

通讯作者: 顾明(1957—), 男, 教授, 博士生导师, 工学博士, 主要研究方向为结构风工程. E-mail: minggu@tongji.edu.cn

因.

研究热带气旋的动力特性时,轴对称模式与非轴对称模式存在显著差异. Moeng 等^[12]认为相对于非轴对称模式,轴对称模式的两维边界层中存在过多的对流输送,因此轴对称模式比非轴对称模式产生了更多的浮力通量,从而导致热带气旋过度加强.

综上所述,虽然过去在非轴对称模式对热带气旋的生成加强方面已经开展了很多研究工作,但至今对非轴对称流是否有利于热带气旋的加强还存在争论,尤其是热带气旋在陆地上加强机制的研究就更少. 针对非轴对称流究竟是否有利于热带气旋在陆地上加强这一问题,本文以 2006 年 1 月澳大利亚北领地热带气旋(简称 NT2006)为例,利用美国国家大气研究中心和宾夕法尼亚州立大学联合研制的第 5 代中尺度数值模式(MM5 模式)对其在陆地上的重新加强过程进行了数值模拟,重点讨论非轴对称流对热带气旋在陆地上加强机制的影响.

1 MM5 模拟方案

热带气旋 NT2006 由季风低压发展形成. 它于 2006 年 1 月 22 日 00 时(世界标准时间)在澳大利亚北部的阿拉弗拉海面生成,1 月 24 日 18 时左右在澳大利亚北部城市达尔文登陆,并从 1 月 26 日 00 时起在陆地上突然增强至热带风暴.

本文采用的是 MM5(V3)数值模式^[13]、双层交互嵌套网格,外层和内层网格的网格间距分别为 9 km 和 3 km,网格数分别为 201×203 , 493×505 . 垂直方向共采用 23 个 σ 半层,底层较密、顶层较疏,由底层向顶层方向的 σ 半层取值依次为: 0.997 5, 0.992 5, 0.985 0, 0.975 0, 0.965 0, 0.955 0, 0.940 0, 0.920 0, 0.900 0, 0.870 0, 0.830 0, 0.790 0, 0.750 0, 0.710 0, 0.670 0, 0.630 0, 0.590 0, 0.550 0, 0.510 0, 0.470 0, 0.375 0, 0.225 0, 0.075 0, 这样可以更好模拟对流层低层气流流入的情况. 模型的顶部压力设置为 100 hPa, MM5 模拟时间从 1 月 26 日 00 时至 1 月 28 日 00 时,共计 48 h.

在模拟计算中,边界层方案采用了适合高精度模拟的 Hong-Pan MRF 边界层方案^[14]. 显式水汽方案采用 Dudhia 简单冰方案^[13],土壤模式为 5 层土壤模式,辐射方案为云辐射方案. 由于网格精度较高,并没有采用积云对流参数化方案. 有关 NT2006 路径、强度以及 MM5 数值模拟方案的详细信息可参考文

献[15].

2 切向动量方程

为了解非轴对称流对轴对称涡旋的作用,先导出基于方向平均的切向动量方程,来研究轴对称(平均项)和非轴对称(涡动项)对热带气旋加强的影响.

2.1 切向动量方程推导

在 MM5 模式中,非静力不考虑湿度时, σ -柱坐标系(r, λ, σ)的切向动量方程为

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -u \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{r} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \dot{\sigma} \frac{\partial v}{\partial \sigma} - \left(f + \frac{v}{r} \right) u - \frac{1}{r\rho} \left(\frac{\partial p'}{\partial \lambda} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial \lambda} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) + D_v \quad (1)$$

σ 定义如下:

$$\sigma = \frac{p_0 - p_{t_0}}{p_{s_0} - p_{t_0}} = \frac{p_0 - p_{t_0}}{p^*} \quad (2)$$

式中: v 为切向风速; t 为时间; u 为径向风速; $\dot{\sigma}$ 为垂直风速; f 为科氏系数; ρ 为空气密度; p' 为扰动压力,其值等于总压 p 与参考压 p_0 的差值; p^* 为 p_{s_0} 和 p_{t_0} 的差值, p_{t_0} 为大气顶层参考压,本次模拟取 $p_{t_0} = 100$ hPa, p_{s_0} 为大气底层参考压; D_v 为切向摩擦系数,在 MM5 模式中也称亚网格尺度扩散梯度(包括边界层内和边界层外的扩散梯度). 对方程(1)中的变量用平均和涡动部分表示,即对任一物理量 A ,将其在柱坐标(r, λ, σ)中分解为平均值($\langle A \rangle$)和相对于平均值的偏差值或涡动值(A')两部分.

$$A = \langle A \rangle + A' \quad (3)$$

$$\langle A(r, \sigma) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} A(r, \lambda, \sigma) d\lambda \quad (4)$$

将式(3)代入式(1),并对方程两边同时求平均,注意垂直相对涡度 $\zeta = \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial \lambda}$,则可得 MM5 模式下基于方向平均的切向动量方程如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial t} = V_{m\zeta} + V_{mv} + V_{e\zeta} + V_{ev} + V_{ppg} + V_d \\ V_{m\zeta} = -\langle u \rangle \langle f + \zeta \rangle \\ V_{mv} = -\langle \dot{\sigma} \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial \sigma} \\ V_{e\zeta} = -\langle u' \zeta' \rangle \\ V_{ev} = -\left\langle \dot{\sigma}' \frac{\partial v'}{\partial \sigma} \right\rangle \\ V_{ppg} = -\frac{1}{r} \left\langle \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p'}{\partial \lambda} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial \lambda} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) \right\rangle \\ V_d = \langle D_v \rangle \end{cases} \quad (5)$$

式中： $\partial\langle v\rangle/\partial t$ 为平均切向动量梯度； $V_{m\zeta}$ 为绝对涡度的平均径向通量； $V_{m\omega}$ 为切向动量的平均竖向通量梯度； $V_{e\zeta}$ 为相对涡度的涡动径向通量； $V_{e\omega}$ 为切向动量的涡动竖向通量梯度； V_{ppg} 为单位质量的扰动压力梯度； V_d 为单位质量的亚网格扩散梯度。该方法为传统欧拉方法，以平均项和涡动项的形式来分解切向动量方程^[16-17]。值得注意的是，高度不对称性将影响平均项的值。例如，若在轴对称涡旋的垂直方向加强一个单一的、大幅值的正异常，那么该异常将同时影响平均项的值和垂直方向涡动项的值。

2.2 切向动量方程结果及分析

图 1 给出 NT2006 在 1 月 26 日 01:00—04:00 时快速加强时期在 (r, λ, z) 柱坐标系下 3 个速度分量 (u, v, w) 以及方程(5)部分项的时间平均图。图中的等直线间距为： $\langle u\rangle$ 和 $\langle v\rangle$ 为 $1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ； $\langle w\rangle$ 为 $0.3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ； $V_{m\zeta}, V_{m\omega}, V_{e\zeta}, V_{e\omega}, \partial\langle v\rangle/\partial t$ 均为 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$ 。实线代表正值，虚线代表负值。值得注意的是，为了更好地对比垂直风速 w 和水平方向的径向风速 u 和切向风速 v ，图 1 中给出的是 (r, λ, z) 坐标系下的垂直风速 w ，而非 (r, λ, σ) 坐标下的垂直风速 σ 。因

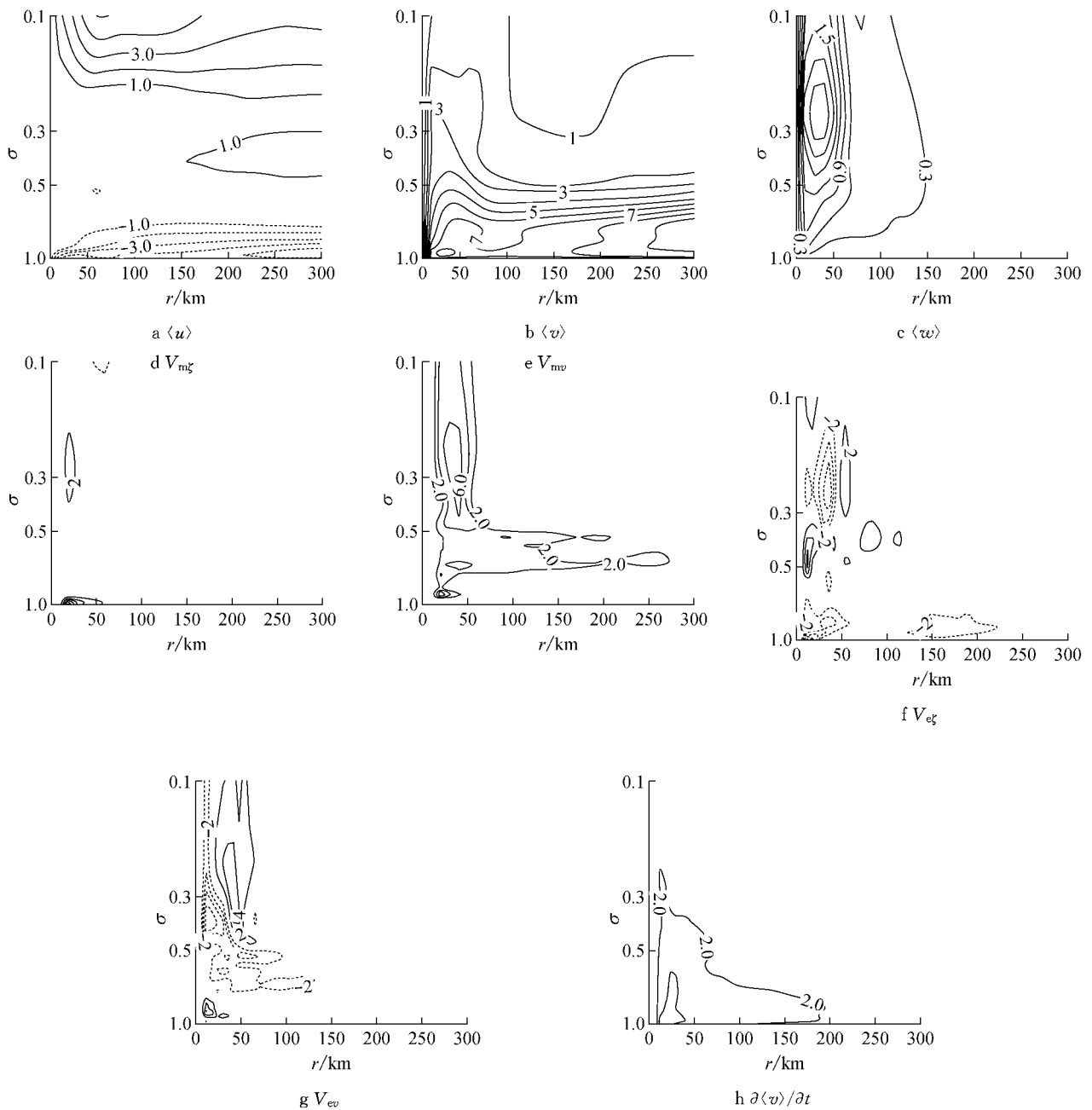


图 1 NT2006 在 26 日快速加强时期(01:00—04:00 时)MM5 模式下基于方向平均的切向动量方程部分项的时间平均图
 Fig.1 Terms of the azimuthal-mean tangential momentum equation in MM5 model, time averaged during the period of rapid intensification (01:00—04:00) on January 26 for NT2006

基于方向平均的虚位温的变化很小,式(5)中扰动压力梯度项 V_{ppg} 的计算结果比其他项小很多,故不在图1列出,而亚网格扩散梯度 V_d 在下节讨论。

由图1a—1c可见,径向风速在对流层底层存在较强入流,最大入流速率为 $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,其位置位于距离涡旋中心 $30 \sim 40 \text{ km}$ 的边界层内。在对流层上层,径向风速存在较强出流,最大出流速率与底层最大入流速率相似,均为 $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。另外,在对流层中部远离内核区处也存在较弱出流。根据 Smith 等^[18] 的研究,由涡旋核心区对流引起的绝对角动量的辐合是造成对流层低层切向风速增大的主要原因。切向风速最大值位于边界层里,距离涡旋中心约 $30 \sim 40 \text{ km}$,其位置位于最大入流速度顶部附近,这由于绝对角动量面 M_a 位移最大值发生在边界层顶部附近。 w 的最大值为 $2.1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,位于对流层中上部(σ 为 $0.2 \sim 0.3$),距离涡旋中心约 $30 \sim 50 \text{ km}$ 。由图可知,该时期整个区域都为上升气流,并无下降气流。

图1d—1g给出 $V_{m\zeta}$, V_{mv} , $V_{e\zeta}$, V_{ev} 的时间平均图,代表各自对平均切向动量梯度 $\partial\langle v \rangle / \partial t$ 的贡献。由图可知,平均切向动量的竖向对流 V_{mv} 是造成平均切向风速增大最主要的因素。由于受边界层摩擦力(图2d)及相对涡度的涡动径向流出 $V_{e\zeta}$ 的影响,边界层内平均绝对涡度的径向流入 $V_{m\zeta}$ 的值被大幅削弱了,因此 $V_{m\zeta}$ 对平均切向风速增大的贡献较弱。由图1f和1g可知,在对流层低层, V_{ev} 小幅促进了平均切向风速的增大,而 $V_{e\zeta}$ 则大幅减小了平均切向风速梯度值。在对流层中上部, $V_{e\zeta}$ 和 V_{ev} 既有正值也有负值,说明2个涡动通量项 $V_{e\zeta}$, V_{ev} 局部促进了平均切向风速的增大;在对流层中部内核区处如图1f所示, $V_{e\zeta}$ 值甚至超过了 V_{mv} ;而在强上升气流的区域中(图1c), V_{ev} 也显著促进了平均切向风速增大。

图1h表示平均切向动量梯度 $\partial\langle v \rangle / \partial t$ 的时间平均图。由图可知,平均切向风速梯度的最大值约 $4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$,其位置位于内核区边界层顶部附近,距离涡旋中心 $20 \sim 40 \text{ km}$ 。此切向风速增大主要是由于平均切向动量的竖向对流引起的。

以上模拟结果显示,在1月26日快速加强时期,NT2006的平均切向风速快速增大,平均切向动量的竖向对流 V_{mv} 是造成平均切向风速增大最主要的因素,而平均绝对涡度的径向流入 $V_{m\zeta}$ 对平均切向风速增大贡献较弱。在对流层中上部,涡动通量项 $V_{e\zeta}$, V_{ev} 局部促进了平均切向风速的增大。

3 动量通量

为了更好地对比各动量通量项,尤其是对比涡

动量通量和亚网格动量通量,需要研究非轴对称流对热带气旋加强的影响,将方程(5)以通量散度的形式改写,可得到 (r, λ, σ) 柱坐标下基于方向平均的切向动量方程如下式所示:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\langle v \rangle}{\partial t} = & \frac{1}{r^2} \frac{\partial(-r^2\langle u \rangle\langle v \rangle)}{\partial r} + \frac{\partial(-\langle \dot{\sigma} \rangle\langle v \rangle)}{\partial \sigma} - \\ & f\langle u \rangle + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(-r^2\langle u'v' \rangle)}{\partial r} + \frac{\partial(-\langle v'\sigma' \rangle)}{\partial \sigma} - \\ & \frac{1}{r} \left\langle \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p'}{\partial \lambda} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial \lambda} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) \right\rangle + \langle D_v \rangle \quad (6) \end{aligned}$$

3.1 亚网格扩散梯度

为了便于研究亚网格扩散梯度 D_v 的动量通量,将 D_v 分解到径向(V_{dr})和竖向(V_{dz})2个方向,并以亚网格动量通量 τ 的形式来表示,如下式所示:

$$\begin{cases} \langle D_v \rangle = V_{dr} + V_{dz} \\ V_{dr} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial\langle r^2\tau_{r\lambda} \rangle}{\partial r} \\ V_{dz} = \frac{\partial\langle \tau_{\lambda z} \rangle}{\partial z} \end{cases} \quad (7)$$

式中: $\tau_{r\lambda}$, $\tau_{\lambda z}$ 分别是水平和垂直向的剪应力,也称亚网格动量通量。由于本次 MM5 模拟采用的是 Hong-Pan MRF 边界层方案^[14],而文献[14]有关亚网格动量通量 τ 的计算均是基于传统的 (r, λ, z) 坐标,而非 MM5 模式中的 (r, λ, σ) 坐标。为了方便起见,接下来在计算 D_v 时均采用 (r, λ, z) 坐标系。有关 τ 的计算如下所示:

$$\tau_{r\lambda} = K_{m,h} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + r \frac{\partial v/r}{\partial r} \right) \quad (8)$$

$$\tau_{\lambda z} = K_{m,z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \lambda} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (9)$$

式中: $K_{m,h}$, $K_{m,z}$ 分别是水平向和垂直向的动量扩散系数。 $K_{m,h}$ 可表示为

$$K_{m,h} = l_h^2 S_h \quad (10)$$

式中: l_h 是水平方向的混合长度,根据 Zhang 和 Montgomery^[19] 的研究,本文取常数 $l_h = 700 \text{ m}$; S_h 为水平方向的总变形,如下式所示:

$$S_h^2 = \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \quad (11)$$

根据 Hong 和 Pan^[14] 的研究, $K_{m,z}$ 可以表示为

$$K_{m,z} = l_v^2 f_m(R_i) \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad (12)$$

式中: l_v 是垂直方向的混合长度,如下式:

$$\frac{1}{l_v} = \frac{1}{\kappa z} + \frac{1}{\lambda_0} \quad (13)$$

式中: κ 为 von Kármán 常数,取 $\kappa = 0.4$; z 为离地高度; λ_0 为渐近混合长度,是调整参数,取 $\lambda_0 = 250 \text{ m}$;

$f_m(R_i)$ 为平稳函数, 其取值与大气是否平稳有关.

$$f_m(R_i) = \begin{cases} e^{-8.5R_i} + \frac{0.15}{R_i + 3.0} & (R_i > 0, \text{平稳状态}) \\ (1 - 1.6R_i)^{-0.5} & (R_i \leq 0, \text{非平稳状态}) \end{cases} \quad (14)$$

R_i 为 Richardson 数, 取值为

$$R_i = \frac{g}{\theta_v} \frac{\partial \theta_v}{\partial z} \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right|^{-2} \quad (15)$$

式中: g 为重力加速度; θ_v 为虚位温; U 为水平方向风速.

3.2 动量通量结果及分析

图 2 给出了 NT2006 在 1 月 26 日快速加强时期(01:00—04:00 时)MM5 模式下基于方向平均的涡动动量通量、亚网格扩散梯度、亚网格动量通量以及亚网格动量扩散系数的时间平均图. 图中的等直线间距为: 径向动量的涡动水平通量 $-\langle u'v' \rangle$ 为 $4 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$; 径向动量的涡动竖向通量 $-\langle u'\sigma' \rangle$ 为 $0.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$; 切向动量的涡动竖向通量 $-\langle v'\sigma' \rangle$ 为 $0.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$; V_{dr} 和 V_{dz} 均为 $0.1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$; $\langle \tau_{rk} \rangle$ 为 $0.2 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$; $\langle \tau_{rz} \rangle$ 为 $2 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$; $\langle K_{m,h} \rangle$ 为 $100 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; $\langle K_{m,z} \rangle$ 为 $1 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. 实线代表正值, 虚线代表负值.

由图 2a 可知, $-\langle u'v' \rangle$ 仅在对流层中部为正值, 而在边界层和对流层上层基本为负值, 且负值的绝对值远大于正值. 该分布形状与其梯度项 V_{eg} 的分布形状(图 1f)相似. 由图 2b, 2c 可知, $-\langle u'\sigma' \rangle$ 和 $-\langle v'\sigma' \rangle$ 的分布形状截然不同: $-\langle u'\sigma' \rangle$ 在对流层下层为正值, 而在对流层中高层基本为负值; $-\langle v'\sigma' \rangle$ 在内核区为负值, 而在距离涡旋中心约 40 km 以外的区域为正值. 值得注意的是, $-\langle v'\sigma' \rangle$ 的分布形状也与其梯度项 V_{ev} 相似. 不同的是, V_{ev} 在内核区边界层附近为正值, 其位置恰好位于最大切向风速和超梯度风速的位置. 由此可以推测, 超梯度风速与涡动竖向通量的活动有关.

图 2d, 2e 为 D_v 的径向分量 V_{dr} 和竖向分量 V_{dz} 的时间平均图. 由图可知, 无论在边界层内还是边界层外 V_{dr} 均为负值, 而 V_{dz} 在边界层内为正值. 对比图 2d, 2e 和图 1d, 1g 可见, D_v 比式(5)其他项的数值小很多(约 1 个数量级), 对平均切向风速的影响不大. 结合式(5)右边所有项的图形可推测, 相对于对流过程, 扩散过程对热带气旋发展过程的影响小得多.

图 2f, 2g 为 $\langle \tau_{rk} \rangle$ 和 $\langle \tau_{rz} \rangle$ 的时间平均图. 由图知, $\langle \tau_{rk} \rangle$ 全为负值, 其最大值约 $-0.6 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$, 其位置位于边界层内, 距离涡旋中心 30~40 km. $\langle \tau_{rz} \rangle$ 比

$\langle \tau_{rk} \rangle$ 小得多, 相差约 1 个数量级. 对比涡动动量通量项(图 2a, 2c)和亚网格动量通量项(图 2f, 2g)可知, 亚网格动量通量的数值比涡动动量通量小得多, 其分布形式也相差很大.

图 2h, 2i 为 $\langle K_{m,h} \rangle$, $\langle K_{m,z} \rangle$ 的时间平均图. $\langle K_{m,h} \rangle$ 的最大值约 $600 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 位于边界层内, 距离涡旋中心 20~30 km; 第 2 大值约 $500 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 位于对流层中层附近. $\langle K_{m,z} \rangle$ 的最大值约为 $5 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 位于边界层内. 对比两图可知, $\langle K_{m,h} \rangle$ 的值比 $\langle K_{m,z} \rangle$ 大 2 个数量级以上, 说明 NT2006 在陆地上的水平方向的扩散活动远大于竖直方向.

由图 2 可以看出, 各动量通量之间的分布形式相差很大. 此外, 本文动量通量的分布形式与 Persing 等^[11]相差也较大. 推测其原因, 一方面是由于本文采取的边界层方案与 Persing 等^[11]不同, 另一方面是由于陆地和海洋环境的差异导致动量扩散系数显著不同所造成的. 通过计算动量通量发现, 涡动动量通量的数值比亚网格动量通量大得多, 其分布形式也相差很大. 另外, 通过对比式(5)等号右边各项可以发现, 相比于扩散过程, 对流过程对平均切向风速增大的贡献要大得多.

4 结语

采用中尺度 MM5 模式对热带气旋 NT2006 登陆后的重新加强过程进行了数值模拟, 重点讨论了 Persing 的非轴对称机制, 通过分解切向动量方程和计算动量通量研究了非对称流对热带气旋在陆地上加强机制的影响.

通过分析 MM5 模式下基于方向平均的切向动量方程发现, 在 1 月 26 日快速加强时期, NT2006 的平均切向风速快速增大. 平均切向动量的竖向对流 V_{mv} 是造成平均切向风速增大最主要的因素, 而平均绝对涡度的径向流入 V_{mz} 对平均切向风速增大贡献较小. 在对流层中上部, 涡动通量项 V_{eg} , V_{ev} 局部促进了平均切向风速的增大; 在对流层中部内核区, V_{eg} 的值甚至超过了 V_{mv} ; 而在强上升气流的区域中, V_{ev} 也显著促进了平均切向风速增大.

通过对动量通量和亚网格扩散梯度的分析可以看出, 涡动动量通量的数值比亚网格动量通量大得多, 而且各动量通量之间的分布形式相差很大. 此外, 通过对比基于方向平均的切向动量方程右边各项可以发现, 相比于扩散过程, 对流过程对平均切向风速增大的贡献要大得多.

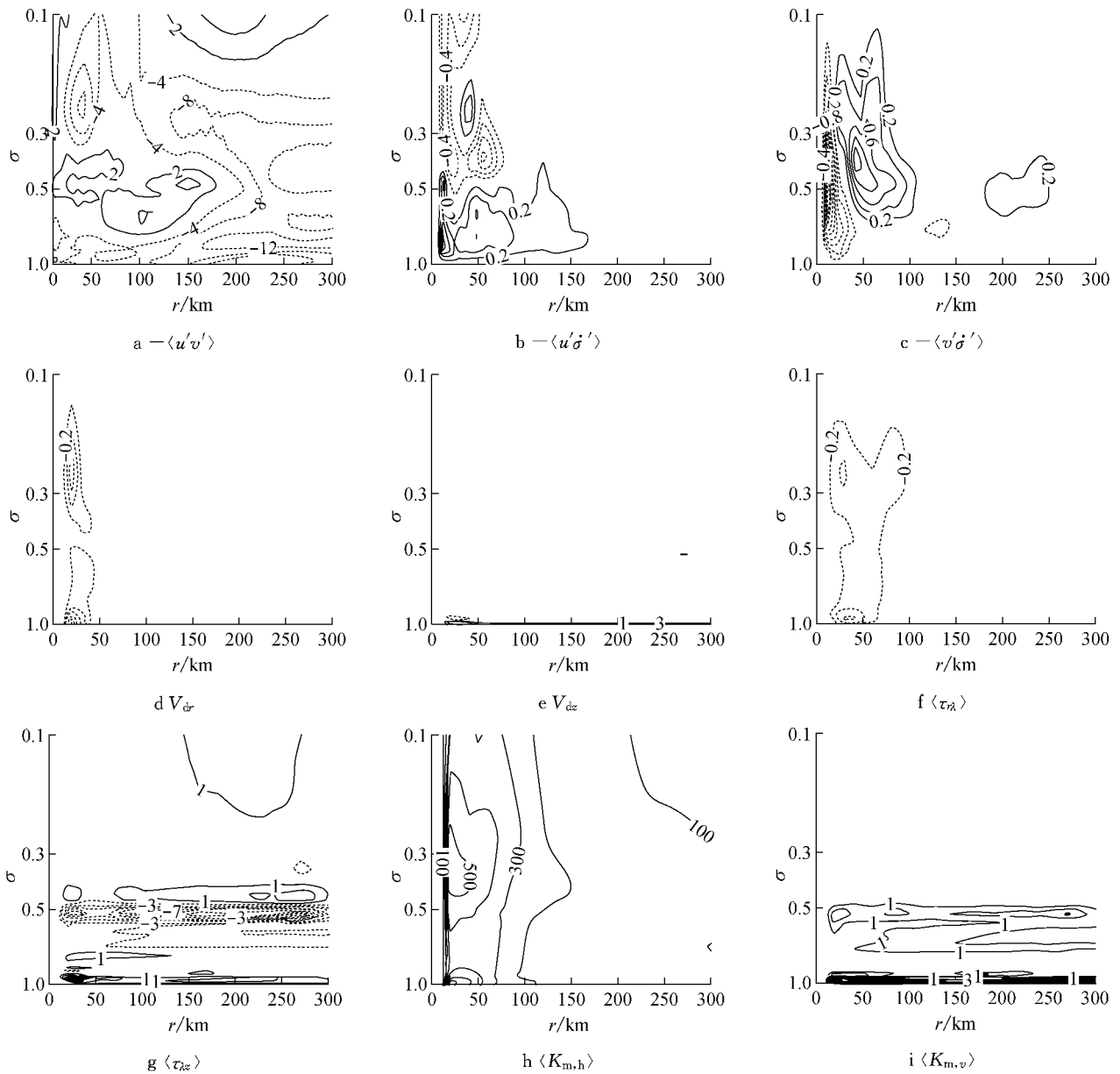


图 2 NT2006 在 1 月 26 日快速加强时期(01:00—04:00 时)MM5 模式下基于方向平均的涡动动量通量、亚网格扩散梯度、亚网格动量通量以及亚网格动量扩散系数的时间平均图

Fig.2 Radius-height contour plots of the azimuthal-mean resolved and subgrid eddy momentum fluxes and relative quantities from MM5 simulation, time averaged during the period of rapid intensification (01:00—04:00 h) on January 26 for NT2006

参考文献:

[1] Shapiro L J, Willoughby H E. The response of balanced hurricanes to local sources of heat and momentum [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1982, 39(2):378.

[2] Emanuel K A. An air-sea interaction theory for tropical cyclones. Part I: Steady-state maintenance [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1986, 43(6):585.

[3] Nguyen C M, Smith R K, Zhu H, *et al.* A minimal axisymmetric hurricane model [J]. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 2002, 128(586):2641.

[4] Smith R K, Schmidt C, Montgomery M T. An investigation of rotational influences on tropical-cyclone size and intensity [J]. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 2011, 137(660):1841.

[5] DeMaria M. The effect of vertical shear on tropical cyclone intensity change [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1996, 53(14):2076.

[6] Nolan D S, Grasso L D. Nonhydrostatic, three-dimensional perturbations to balanced, hurricane-like vortices. Part II: Symmetric response and nonlinear simulations [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2003, 60(22):2717.

[7] Yang B, Wang Y, Wang B. The effect of internally generated inner-core asymmetries on tropical cyclone potential intensity

- [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2007, 64(4):1165.
- [8] Bryan G H. Effects of surface exchange coefficients and turbulence length scales on the intensity and structure of numerically simulated hurricanes [J]. *Monthly Weather Review*, 2012, 140(4):1125.
- [9] Frank W M, Ritchie E A. Effects of vertical wind shear on the intensity and structure of numerically simulated hurricanes [J]. *Monthly Weather Review*, 2001, 129(9):2249.
- [10] 徐亚梅, 伍荣生. 非对称流对热带气旋发生发展的影响[C]//首届长三角科技论坛——气象科技发展论坛论文集. 杭州: [s. n.], 2004:1024-1030.
XU Yamei, WU Rongsheng. Impacts of asymmetric flow on genesis and development of tropical cyclones [C]//The first Yangtze River Delta forum on science and technology——Proceedings of meteorological forum on science and technology. Hangzhou: [s. n.], 2004:1024-1030.
- [11] Persing J, Montgomery M T, McWilliams J C, *et al.* Asymmetric and axisymmetric dynamics of tropical cyclones [J]. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 2013, 13(24):12299.
- [12] Moeng C-H, McWilliams J C, Rotunno R, *et al.* Investigating 2D modeling of atmospheric convection in the PBL [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2004, 61(8):889.
- [13] Grell G A, Dudhia J, Stauffer D R. A description of the fifth generation Penn State/NCAR mesoscale model (MM5) [R/OL]. [2014-10-11]. <http://www.mmm.ucar.edu/mm5/documents/mm5-desc-doc.html>.
- [14] Hong S Y, Pan H L. Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium-range forecast model [J]. *Monthly Weather Review*, 1996, 124(10):2322.
- [15] 汤胜若, 顾明. 热带气旋在陆地上重新加强的数值模拟研究 [J]. 同济大学学报:自然科学版, 2016, 44(5):800.
TANG Shengming, GU Ming. Numerical study of the reintensification of a tropical cyclone over land [J]. *Journal of Tongji University: Natural Science*, 2016, 44(5):800.
- [16] Hendricks E A, Montgomery M T, Davis C. The role of "vortical" hot towers in the formation of tropical cyclone Diana (1984) [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2004, 61(11):1209.
- [17] Montgomery M T, Nicholls M E, Cram T A, *et al.* A vortical hot tower route to tropical cyclogenesis [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2006, 63(1):355.
- [18] Smith R K, Montgomery M T, Nguyen S V. Tropical cyclone spin up revisited [J]. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 2009, 135(642):1321.
- [19] Zhang J A, Montgomery M T. Observational estimates of the horizontal eddy diffusivity and mixing length in the low-level region of intense hurricanes [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 2012, 69(4):1306.

(上接第 973 页)

参考文献:

- [1] 付永涛, 李安春, 秦蕴珊. 大洋和大陆边缘岩石圈有效弹性厚度的研究意义 [J]. *海洋地质与第四纪地质*, 2002, 22(3):69.
FU Yongtao, LI Anchun, QIN Yunshan. Effective elastic thickness of the oceanic and continental marginal lithospheres [J]. *Marine Geology & Quaternary Geology*, 2002, 22(3):69.
- [2] Calmant S. The elastic thickness of the lithosphere in the Pacific Ocean [J]. *Earth & Planetary Science Letters*, 1987, 85(3):277.
- [3] Kudo T, Yamaji A, Furumoto M, *et al.* Effective elastic thickness of island arc lithosphere under Japan [J]. *Island Arc*, 2001, 10(2):135.
- [4] Yoshioka S, Ito Y. Lateral variations of effective elastic thickness of the subducting Philippine Sea plate along the Nankai trough [J]. *Earth Planets & Space*, 2001, 53(4):261.
- [5] 刘保华, 吴金龙, 辛柏森, 等. 冲绳海槽海底地形的补偿模式研究 I. 理论均衡响应函数的计算 [J]. *海洋学报: 中文版*, 1998, 20(6):70.
LIU Baohua, WU Jinlong, XIN Baisen, *et al.* Study on topographic compensation model of the Okinawa Trough, I. Calculation of Theoretical Isostatic Response Function [J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 1998, 20(6):70.
- [6] 赵俐红, 金翔龙, 高金耀, 等. 中西太平洋海山区的岩石圈有效弹性厚度及其地质意义 [J]. *地球科学: 中国地质大学学报*, 2010, 35(4):637.
ZHAO Lihong, JIN Xianglong, GAO Jinyao, *et al.* The effective elastic thickness of lithosphere in the Mid-West Pacific and its geological significance [J]. *Earth Science-Journal of China University of Geosciences*, 2010, 35(4):637.
- [7] 胡敏章, 李建成, 李辉, 等. 西北太平洋岩石圈有效弹性厚度及其构造意义 [J]. *地球物理学报*, 2015, 58(2):542.
HU Minzhang, LI Jiancheng, LI Hui, *et al.* The lithosphere effective elastic thickness and its tectonic implications in the Northwestern Pacific [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 2015, 58(2):542.
- [8] 万明浩, 金性春, 王胜利. 上海至加罗林群岛重力剖面的初步研究 [J]. *地球物理学报*, 1988, 31(5):510.
WAN Minghao, JIN Xinchun, WANG Shengli. Preliminary studies in Shanghai to Caroline islands gravity profile [J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 1988, 31(5):510.
- [9] 吴健生, 张向宇. 均衡响应函数法影响因素的模型分析 [J]. 同济大学学报:自然科学版, 2011, 39(11):1705.
WU Jiansheng, ZHANG Xiangyu. Model analysis for influence factors of isostatic response function method [J]. *Journal of Tongji University: Natural Science*, 2011, 39(11):1705.
- [10] Obana K, Kodaira S, Kaneda Y. Seismicity in the incoming/subducting Philippine Sea plate off the Kii Peninsula, central Nankai trough [J]. *Journal of Geophysical Research*, 2005, 110(110):165.
- [11] Walcott R I. Strain measurements and tectonics of New Zealand [J]. *Tectonophysics*, 1979, 52(1):479.
- [12] Bechtel T D, Forsyth D W, Sharpton V L, *et al.* Variations in effective elastic thickness of the North American lithosphere [J]. *Nature*, 1990, 343(15):636.