

# 全型涡度方程和经典涡度方程比较<sup>\*</sup>

吴国雄

(中国科学院大气物理研究所,  
大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室(LASG), 北京, 100029)

## 摘 要

在简要回顾经典涡度方程和全型涡度方程推导的基础上, 比较了两种涡度方程的异同。集中讨论全型涡度方程新的物理内涵, 证明了与稳定性和斜压性变化(锋生、锋消过程)相联系的内部强迫以及与摩擦耗散和非绝热加热相联系的外部强迫所诱发的涡度发展的机制。最后, 指出了全型涡度方程的天气和气候应用前景。

关键词: 斜压性, 稳定性, 倾斜涡度发展, 内部强迫, 外部强迫。

## 1 引 言

涡度是流体动力学的一个基本概念<sup>[1]</sup>, 它描述一个质块在空间中如何旋转, 并与各种流体现象紧密联系。从行星尺度波动到天气尺度的气旋, 其垂直涡度分量 $\zeta$ 尤为重要。气旋、低涡、台风、冷暖锋面具有大的正 $\zeta$ , 而阻塞高压和副热带高压则以大范围的负涡度为特征, 它们的生成、发展和减弱均可用其垂直涡度的变化加以表述<sup>[2]</sup>。

垂直涡度方程(下面简称涡度方程, 或 VE)是一个基本方程。它描述流体质块在运动中的涡度变化, 因此是大气科学和流体力学中的一个基本方程, 被广泛地用于天气和气候的分析、预报和理论研究。

经典的涡度方程在过去的世纪中得到广泛应用, 在推动长波理论、能量频散和数值天气预报的发展中起着重要作用。由于它是直接从动量方程导出的, 具有明显的动力特征。天气实践表明<sup>[3]</sup>, 激烈的天气过程和气候异常往往与大气的稳定性和斜压性的变异紧密相关, 但这些热力因子均不显式出现在该方程中, 因此经典涡度方程的应用存在局限性。

基于Ertel<sup>[4]</sup>位涡理论, 吴国雄和刘还珠<sup>[5,6]</sup>导得全型涡度方程。该方程不仅克服了经典涡度方程的上述局限性, 还包含了外界动力和热力强迫对涡度变化的影响, 因此更具普遍性。

本文在文献[6]的基础上, 对上述两种涡度方程进行比较, 证明了全型涡度方程新的物理内涵及其天气气候意义。为系统起见, 在第 2 节简单介绍两种涡度方程的推导。在此基础上, 第 3 节对两种涡度方程加以比较。第 4 节系统介绍了全型涡度方程新的物理含

\* 初稿时间: 2000 年 10 月 8 日; 修改稿时间: 2001 年 3 月 13 日。  
资助课题: 自然科学基金项目(40023001, 49635170, 49823002, 49825504)。

义, 结论和讨论由第 5 节给出。

## 2 经典涡度方程和全型涡度方程

### 2.1 经典涡度方程

对三维动量方程求矢量积分可得如下三维涡度方程

$$\bar{\zeta}_a + \bar{\zeta}_a \cdot \nabla \times \mathbf{V} = \nabla \cdot \mathbf{p} \times \nabla \alpha + (\bar{\zeta}_a \cdot \nabla) \mathbf{V} + a\mathbf{i} + b\mathbf{j} + c\mathbf{k} \quad (1)$$

其中  $\bar{\zeta}_a = \nabla \times \mathbf{V} + 2\Omega$  为三维绝对涡度,  $\mathbf{V}$  为三维风矢,  $\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{k}$  为三维哈密顿算子,  $A = \frac{dA}{dt} = (\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla)A$  为三维全微分算子, 而  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  分别为向东、向北和向上的单位矢量。方程右端第一项为压-容力管项, 而  $a, b, c$  分别代表  $F$  沿  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$  方向的涡度强迫源  $F$  分量。

用  $k$  点乘式(1)便得到经典的涡度方程

$$\zeta_a (f + \zeta_a \cdot \nabla \times \mathbf{V} + \beta v = N_z + \xi_a \cdot \nabla w + c \quad (2)$$

其中  $N_z = \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{p} \times \nabla \alpha$  代表力管数,  $f$  为科氏参数,  $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ ,  $w$  为  $\mathbf{V}$  的垂直分量。为方便起见, 这里及下文中一律记  $\zeta$  为  $\zeta_a$  如定义

$$F(\zeta) = \frac{d\zeta}{dt} + \beta v + (f + \zeta \cdot \nabla \times \mathbf{V}) w \quad (3)$$

则经典涡度方程(2)可写为

$$F_{\text{TVE}}(\zeta) = (\bar{\zeta}_a \cdot \nabla) w + N_z + \mathbf{k} \cdot \mathbf{F} \quad (4)$$

如把三维绝对涡度  $\bar{\zeta}_a$  分解为垂直分量和水平分量, 并采用通常的气象近似, 在不考虑外源时式(4)可展开为

$$F_{\text{TVE}}(\zeta) = (f + \zeta \frac{\partial w}{\partial z} + (\frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x}) + N_z \quad (5)$$

(a) (c)

其中(a)和(c)各为(垂直)伸展项和扭曲项。式(5)即为教科书上常用的涡度方程。

### 2.2 全型涡度方程

依文献[6]步骤, 引入 Ertel 位涡<sup>[4]</sup>

$$P = \alpha \bar{\zeta}_a \cdot \nabla \theta \quad (6)$$

其中  $\theta$  为位温,  $\alpha$  为比容, 由此得

$$\alpha(f + \zeta) = \frac{P}{\theta} - \alpha \cdot \nabla \times \mathbf{V} \cdot \frac{\nabla \theta}{\theta} \quad (\theta = 0) \quad (7)$$

其中  $\theta = \frac{\partial \theta}{\partial z}$  为静力稳定度,  $\nabla_h = \frac{\partial}{\partial x}\mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y}\mathbf{j}$  为水平哈密顿算子。定义热力学参数

$$C_b = \alpha \cdot \nabla \times \mathbf{V} \cdot \frac{\nabla_h \theta}{\theta} \quad (\theta = 0) \quad (8)$$

并利用关系

$$\frac{d[\alpha(f + \zeta)]}{dt} = \alpha \left[ \frac{d(f + \zeta)}{dt} + (f + \zeta \cdot \nabla \times \mathbf{V}) \right] \quad (9)$$

对式(7)两边求全微商便得到全型涡度方程

$$F_{\text{CVE}}(\zeta) = \frac{d\zeta}{dt} + \beta v + (f + \zeta) \cdot \nabla V = \rho \frac{d}{dt} \left[ \frac{P}{\theta} - C_D \right] \quad (\theta = 0) \quad (10)$$

注意到式(8)中的  $\frac{\nabla_{\text{h}}\theta}{\theta}$  表示  $\theta$  面的倾斜, 所以参数  $C_D$  代表着单位质量气块的水平涡度向垂直涡度的映射。而  $C_D$  代表着这种映射率对垂直涡度变化的影响。把式(8)代入式(10), 全型涡度方程还可写成

$$F_{\text{CVE}}(\zeta) = -\frac{1}{\alpha\theta} [\xi_z \theta_z + \xi_s \theta + \theta \xi_s] \quad (\theta = 0) \quad (11)$$

其中  $\theta = \nabla_{\text{h}}\theta$  为  $\nabla_{\text{h}}\theta$  的水平分量的强度, 而  $\xi_z$  和  $\xi_s$  分别为比绝对涡度的垂直和水平分量, 即

$$\begin{aligned} \bar{\xi} &= \alpha \bar{\zeta} = \xi_s s + \xi_z k \\ \xi_z &= k \cdot \alpha \bar{\zeta} = \alpha(f + \zeta) \\ \xi_s &= s \cdot \alpha \bar{\zeta} = \alpha \nabla_{\text{h}} \times V \cdot \frac{\nabla_{\text{h}}\theta}{\theta} \end{aligned} \quad (12)$$

式中的  $s$  为沿着  $\theta$  的水平梯度方向的单位矢量, 即

$$s = \frac{\nabla_{\text{h}}\theta}{|\nabla_{\text{h}}\theta|} \quad (13)$$

利用如下关系

$$\frac{d}{dt} \theta_z = \frac{\partial}{\partial z} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\partial V}{\partial z} \cdot \nabla_{\text{h}} \theta \quad (14)$$

$$\frac{d}{dt} \theta = \frac{\partial}{\partial s} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\partial V}{\partial s} \cdot \nabla_{\text{h}} \theta \quad (15)$$

式(11)可写成:

$$\begin{aligned} F_{\text{CVE}}(\zeta) &= (\bar{\zeta} \cdot \nabla_{\text{h}}) w + (\bar{\zeta} \cdot \nabla_{\text{h}}) V_{\text{h}} \cdot \frac{\nabla_{\text{h}}\theta}{\theta} - \\ &\quad \text{(a \& c)} \qquad \qquad \qquad \text{(b \& d)} \\ &\quad \frac{\alpha^{-1} \xi_s \cdot \nabla_{\text{h}}\theta}{\theta} \end{aligned} \quad (\theta = 0) \quad (16)$$

式(10), (11) 和(16) 即为全型涡度方程的不同表达形式。

### 3 经典涡度方程和全型涡度方程比较

#### 3.1 两方程的一致性

式(16)中的(e)项描述了水平涡度变化对垂直涡度发展的贡献; 下面将证明(b & d)项描述了稳定性和斜压性的改变对垂直涡度发展的贡献, 它们均不显示地存在经典涡度方程中。注意到只有当  $\theta$  面为倾斜时这些项才存在。当  $\theta$  面为水平分布时,  $\nabla_{\text{h}}\theta = 0$ , 式(16)中的(e)和(b & d)项也为零。另一方面经典涡度方程(4)中的力管数项  $N_z$  也不显示地出现在全型涡度方程(16)中。但由于力管的方向与  $\theta$  面平行, 当  $\theta$  面为水平时力管也呈水平分布, 这时力管数  $N_z = 0$ 。于是, 在无摩擦场合(有摩擦不影响结论), 两方程均只保留了

(a & c) 项, 即:

$$F_{\text{CVE}}(\zeta) = F_{\text{TVE}}(\zeta) = \bar{\zeta}_z \cdot \dot{\zeta} w = \left( f + \zeta \frac{\partial v}{\partial z} + \left( \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial x} \right) \cdot \dot{\zeta}_h \theta \right) \theta \quad (17)$$

这时两个方程趋于一致。这就是说, 在  $\theta$  为水平面的场合, 除了  $\beta$ -效应外, 质块运动中的垂直伸展和扭曲作用控制着其涡度的变化。

### 3.2 两方程的差异

方程(16)与(4)的显著区别是增加了与  $\theta$  面倾斜相联系的‘斜压项’(e 和 b & d)。暂不考虑水平涡度变化项(e), 先集中分析新增项(b & d)与经典项(a & c)的相对重要性。为此我们引入一个比率  $\mathcal{R}$  去表征两项的相对大小, 即

$$\mathcal{R} = \frac{(b \& d)}{(a \& c)} = \frac{(\bar{\zeta}_z \cdot \dot{\zeta}) V_h \frac{\dot{\zeta}_h \theta}{\theta}}{(\bar{\zeta}_z \cdot \dot{\zeta}) w} = \frac{V_h}{w} \tan \delta \quad (18)$$

式中  $\tan \delta = \frac{\dot{\zeta}_h \theta}{\theta}$  代表了  $\theta$  面的倾斜程度, 由式(18)的定义可见,  $\mathcal{R} > 1$  意味着倾斜项(b & d)比经典项(a & c)更重要, 它意味着当  $\theta$  面的倾斜程度

$$\tan \delta = \frac{\dot{\zeta}_h \theta}{\theta} = \frac{w}{V_h} \quad (19)$$

时, 倾斜项对涡度发展的贡献要远超过延伸项和扭曲项而不能被忽略。对于大尺度运动来说, 式(19)的阈值为  $10^{-3} \sim 10^{-2}$ , 相当于一个典型冷锋的倾斜程度, 表明倾斜项对锋面气旋的发展来说是重要的。当这一倾斜度变得很大时, 由于  $\theta$  面倾斜所诱发的涡度发展可以远远超过延伸和扭曲效应而变得非常激烈, 导致严重天气事件的发生<sup>[7]</sup>。

## 4 全型涡度方程新的物理内涵

把式(16)中的三维绝对涡度分解为垂直和水平分量, 可得如下的全型涡度方程的展开式

$$F_{\text{CVE}}(\zeta) = \underbrace{\left( f + \zeta \frac{\partial v}{\partial z} \right)}_{(a)} + \underbrace{\left( f + \zeta \frac{\partial V_h}{\partial z} \right)}_{(b)} \frac{\dot{\zeta}_h \theta}{\theta} + \underbrace{\left( \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial u}{\partial x} \right)}_{(c)} + \underbrace{\zeta \frac{\partial V_h}{\partial z}}_{(d)} \frac{\dot{\zeta}_h \theta}{\theta} - \underbrace{\frac{\alpha^{-1} \xi \theta}{\theta}}_{(e)} \quad (\theta = 0) \quad (20)$$

其中的垂直延伸项(a)和扭曲项(c)与经典涡度方程(5)一致, 其物理意义已在教科书中讨论过, 这里不再赘述。关于水平涡度变化的贡献项(e)涉及其它的动力过程, 将另文予以讨论。这里集中分析式(20)中项(b)和(d)的物理意义。为简单起见, 假设大气是无摩擦和绝热的, 满足地转和静力平衡, 并采用  $P$ -坐标。这时 Ertel 位涡成为<sup>[5]</sup>

$$P = -g \left( f + \zeta \theta \right) - \lambda \dot{\zeta}_p \theta^2 = \text{const} \quad (21)$$

其中  $\dot{\zeta}_p \theta$  为  $P$ -坐标面上的  $\theta$  水平梯度,  $\lambda = \frac{\alpha g}{f \theta}$ , 而  $\theta_0$  为  $\theta$  在  $P_0 = 1000 \text{ hPa}$  上的值。易于证明, 这时全型涡度方程(11) 变成

$$F_{CVE}(\zeta = \frac{1}{g\theta_p} [\xi_p \theta + \xi_s \theta_s + \theta \xi_s]) \quad (\theta > 0) \quad (22)$$

其中

$$\begin{aligned} P &= \xi_p \theta + \xi_s \theta \\ \therefore \theta &= \therefore_p \theta - \rho_g \theta \cdot k \\ \bar{\xi} &= \alpha \bar{\zeta}_s = -g \bar{\xi} \times \frac{\partial V_h}{\partial p} + \alpha(f + \zeta_s) k \\ \xi_s &= s \quad \alpha \bar{\zeta}_s = \alpha \therefore \times V \quad \frac{\therefore_p \theta}{\therefore_s \theta} \end{aligned} \quad (23)$$

按照推导式(20)的途径, 可得  $P$ -坐标下相对应的涡度方程, 这时, 与式(20)中对应的(b)项和(d)项变为:

$$\begin{cases} (b) = [(f + \zeta_s) \frac{\partial V_h}{\partial p} \frac{\therefore_p \theta}{\theta_p}] \\ (d) = [-\alpha g^{-1} \zeta_s \frac{\partial V_h}{\partial s} \frac{\therefore_p \theta}{\theta_p}] \end{cases} \quad (24)$$

其中  $\zeta_s$  为  $P$ -坐标中的垂直涡度分量。为方便讨论, 这里暂时假定水平位温的梯度方向指向东, 即  $s = i$ 。

#### 4.1 静力稳定度的影响

把式(24)中的项(b)写为标量形式

$$(b) = (f + \zeta_s) u_p \theta \theta^{-1}$$

设大气是惯性稳定的( $f + \zeta_s > 0$ )和静力稳定的( $\theta_p < 0$ ); 其位温随  $x$  线性增加( $\theta > 0$ ); 其风速  $u$  在  $p = p_0$  处为0, 在  $p = p_1 < p_0$  处增加为  $u_1 > 0$  (如图1所示)。这时  $(b) > 0$ 。注意到这样的风垂直切变将使  $\theta$  面的倾斜增加, 它虽然不影响斜压性  $\theta$ , 但使静力稳定度( $-\theta_p$ )减小了。根据式(21), 垂直涡度  $\zeta_s$  增加了。因此项(b)表达了与风垂直切变相联系的静力稳定度变化所导致的垂直涡度发展。

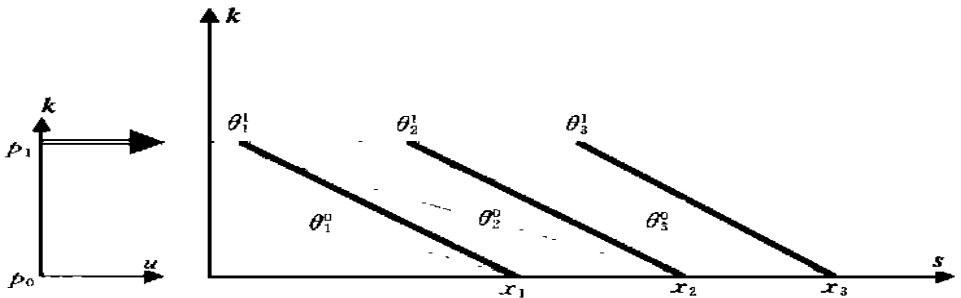


图1 在惯性和静力稳定大气中, 风的垂直切变改变了静力稳定度, 导致垂直涡度发生变化

(图中  $\theta_i^0$  表示起始时刻  $\theta$  随  $x$  的分布,  $\theta_i^1$  表示由于风的垂直切变引起的终止时刻  $\theta$  随  $x$  的分布)

#### 4.2 斜压性的影响

把式(24)中的项(d)写成标量形式

$$(d) = -\alpha g^{-1} \zeta u_x \theta \theta^{-1}$$

同样, 设大气是惯性稳定和静力稳定的, 位温  $\theta$  随  $x$  增加, 从热成风关系可推知  $\zeta = \rho g v_p = -g(f\theta)\theta < 0$ 。于是(d)的符号取决于  $u_x$ 。

首先, 考虑水平风为辐合的情况, 即  $u_x < 0$ 。这时(d)  $> 0$ , 气旋性涡度将发展。这是因为依据图 2a, 风的辐合将导致起始温度梯度  $\frac{(\theta_1^0 - \theta_1^1)}{\Delta x_0}$  增大至  $\frac{(\theta_1^0 - \theta_1^1)}{\Delta x_1}$  而出现锋生。根据式(21), 垂直涡度将增加。

反之, 考虑水平风为辐散的情况, 即  $u_x > 0$ 。这时(d)  $< 0$ , 气旋性涡度将减小。这是因为依据图 2b, 风的辐散将导致温度梯度减少而出现锋消。根据式(21), 垂直涡度将减小。

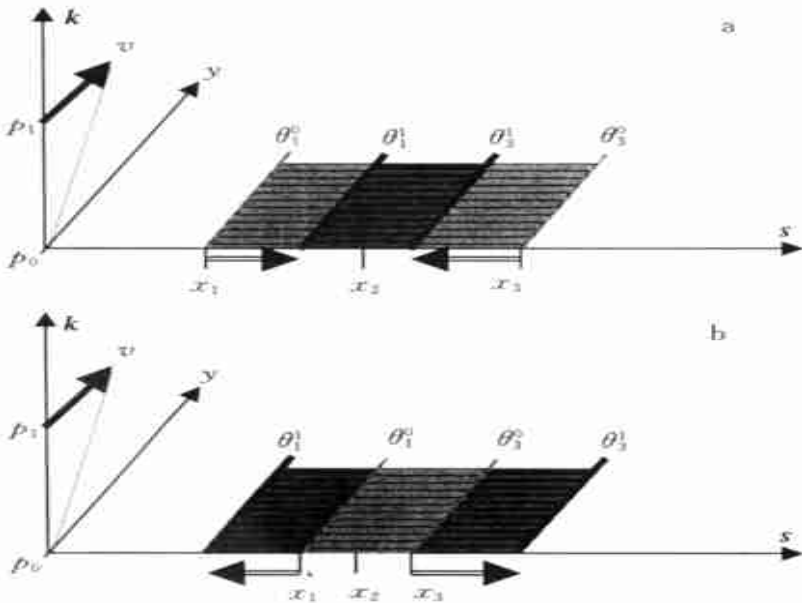


图 2 由于沿  $\theta$  的梯度方向的水平风速出现辐合(a)或辐散(b), 大气的斜压性改变, 出现锋生(a)或锋消(b), 从而导致垂直涡度增长(a)或削弱(b)

简言之, (d) 项代表着与锋生、锋消相伴随的斜压性的改变所诱发的气旋涡度的生消。由此可与经典的锋面气旋理论联系起来。

### 4.3 涡度发展的总体观念

根据上述讨论, 全型涡度方程(20)中右边的各项可分别定义为垂直延伸项, 稳定度项、扭曲项、斜压项或锋生项, 以及垂直风切变项。尽管每项的物理涵义不同, 然而其对涡度发展的效应是不可分的, 这是因为它们与大气的热力结构紧密相联。举例说, 当位温面的倾斜发生变化时, 大气的斜压性和稳定度将改变, 项(b)和(d)对涡度发展开始起作用, 风的垂直切变也起了变化。于是项(a), (c)和(e)也开始发生变化而影响涡度发展。因此, 在诊断涡度变化的过程中, 仅强调单一因素而不考虑其它因素将会片面, 甚至不适宜。这就是说, 应该从总体观点去分析涡度变化的原因。注意到由式(8)所定义的热力参数  $C_D$  由斜压性、静力稳定度和风的垂直切变所组成, 而且式(20)右端(a)至(e)5项在式(10)中被结合成一个单一的涡度强迫项。于是, 全型涡度方程(10)提供了从总体观点诊断涡度发展

的手段, 而对应的分解形式的方程(20)则提供了从不同角度确定涡度发展机制的工具。

根据涡度发展的全局观念, 文献[5]和[6], 提出了“倾斜涡度发展”(SVD)的概念, 指出在 $\theta$ 面倾斜地区, SVD可以诱发涡度发展; 当 $\theta$ 面很陡立时, 其引起的涡度发展可以十分激烈, 导致强天气过程发生。他们还用低涡发展实例证明 SVD 引起的涡度发展可以比垂直延伸项大一个量级。

注意到当采用 $\theta$ -坐标时,  $\dot{\theta} = 0$ , 这时  $C_D = 0$ , 于是全型涡度方程(10)退化为所谓的等熵位涡( $P_1$ )方程<sup>[8]</sup>

$$\frac{d[\alpha(f + \zeta)\theta]}{dt} = \frac{d(P_1)}{dt} = 0 \quad (25)$$

#### 4.4 开放系统中的全型涡度方程

引入 Ertel 位涡方程<sup>[4, 8]</sup>

$$P = \alpha F \dot{\theta} + \alpha \bar{\zeta} \dot{Q} \quad (26)$$

并代入式(10)中, 可得到便于研究开放系统的全型涡度方程如下:

$$\zeta \beta v + (f + \zeta) \dot{V} = \rho [P\theta^{-1} - C_D] + \theta^{-1} (F \dot{\theta} + \bar{\zeta} \dot{Q}) \quad (\theta = 0) \quad (27)$$

上述方程右端第一项与式(10)的右端项相似, 但位涡  $P$  现在出现在微商算子外面。它代表着内部强迫对涡度发展的贡献。式(27)右端的第二项代表着开放系统中摩擦耗散  $F$  和非绝热加热  $Q$  对涡度发展的贡献, 可定义为涡度发展的外强迫。由于式(27)中显式地包含了摩擦和外加热源项, 因此可用于研究各圈层相互作用对气候变异的影响。

## 6 结 语

本文对全型涡度方程及经典涡度方程进行了系统的比较, 并论述了全型涡度方程新的物理内涵。证明了在 $\theta$ 面倾斜的场合, 静力稳定性和锋生锋消过程均可诱发涡度发生, 而经典涡度方程只适宜于斜压性较弱的大气中。指出在分析大气涡度变化时, 不仅要研究单一因子的贡献, 更应强调各因子的综合效果。这种综合效果可用简明的涡度内强迫项表述为“倾斜涡度发展(SVD)”理论。由于其在动力和热力上的严谨性, SVD能够准确地表征激烈天气系统的发展过程。一个很好的例子是应用 SVD 去研究 1991 年梅雨期大暴雨的形成机制<sup>[7]</sup>: 当暖、湿的偏南气流沿着倾斜的湿饱和等熵面在长江中、下流一带下滑时, 有强烈的涡度发展, 并伴有暴雨形成。

本文提出的开放系统中的全型涡度方程(27)为研究气候的多圈层相互作用问题提供了有效工具。吴国雄和刘屹岷<sup>[9]</sup>以及刘屹岷等<sup>[10, 11]</sup>曾用此去揭示不同热源影响副热带高压变异的机理。可以预料, 方程(27)还可广泛应用于研究其它气候系统变异的成因。

## 参考文献

- 1 Holton J R. An Introduction to Dynamic Meteorology. 3th ed. Academic Press, INC San Diego, California, 1992, 511pp
- 2 叶笃正, 李崇银, 王毕魁. 动力气象学. 北京: 科学出版社, 1988, 340pp
- 3 陶诗言. 中国之暴雨. 北京: 科学出版社, 1980, 225pp

- 4 Ertel H. Ein neuer hydrodynamische wirbelsatz. *Meteorology Z.* Braunschweig, 1942, 59: 277 ~ 281
- 5 Wu Guoxiong, Liu Huanzhu. Vertical vorticity development owing to down-sliding at slantwise isentropic surface. *Dyn Atmos Oce*, 1998, 27: 715 ~ 743
- 6 吴国雄, 刘还珠. 全型垂直涡度倾向方程和倾斜涡度发展. *气象学报*, 1999, 57(1): 1 ~ 15
- 7 吴国雄, 蔡雅萍, 唐晓菁. 湿位涡和倾斜涡度发展. *气象学报*, 1995, 53(4): 387 ~ 405
- 8 Hoskins B J, McIntyre M E, Robertson A W. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1985, 111: 877 ~ 946
- 9 吴国雄, 刘屹岷, 刘平. 空间非均匀加热对副热带高压形成和变异的影响 I: 尺度分析. *气象学报*, 1999, 57(3): 257 ~ 263
- 10 刘屹岷, 刘辉, 刘平等. 空间非均匀加热对副热带高压形成和变异的影响 : 陆面感热与东太平洋副高. *气象学报*, 1999, 57(4): 385 ~ 396
- 11 刘屹岷, 吴国雄, 刘辉等. 空间非均匀加热对副热带高压形成和变异的影响 : 凝结潜热加热与南亚高压及西太平洋副高. *气象学报*, 1999, 57(5): 525 ~ 538

## COMPARISON BETWEEN THE COMPLETE-FORM VORTICITY EQUATION AND THE TRADI- TIONAL VORTICITY EQUATION

Wu Guoxiong

*(State Key Lab of Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics(LASG), Institute of  
Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)*

### Abstract

After a brief review on the deductions of the complete-form vorticity equation and traditional vorticity equation, comparisons between the two equations are made. Particular attentions are paid to the new physical meanings contained in the complete-form vorticity equation. It is revealed the mechanism for vorticity development due to the internal forcing associated with the changes in static stability and baroclinicity (frontogenesis or frontolysis), as well as the external forcing associated with frictional dissipation and diabatic heating. Finally, the application prospects of the complete-form vorticity equation in weather and climate studies are discussed.

**Key words:** Baroclinicity, Stability, Slantwise vorticity development, Internal forcing, External forcing.