

文章编号:1004-9045(2007)01-0003-06

# 广义湿位涡理论及其应用研究

高守亭<sup>1</sup>, 崔春光<sup>2</sup>

(1.中国科学院大气物理研究所,北京 100029;2.中国气象局武汉暴雨研究所,武汉 430074)

**摘 要:**重点介绍了诊断暴雨落区与强度的广义湿位涡理论研究方面的两个内容,一是由于暴雨系统中强降水引起的质量亏空导致的暴雨系统中质量强迫下的湿位涡异常理论,二是非均匀饱和大气中的广义湿位涡理论;对暴雨系统中质量强迫的物理意义和非均匀饱和大气中的广义位温引入的思路与意义作了详细说明,并对位涡理论作了细致推导。在此基础上,针对暴雨个例,利用质量强迫的湿位涡异常和非均匀饱和和广义湿位涡异常诊断了暴雨落区,从理论和诊断上论证了利用这两种湿位涡异常判断暴雨落区的可行性。

**关键词:**暴雨;非均匀饱和;质量强迫;广义湿位涡  
**中图分类号:**P401 **文献标识码:**A

## 1 引言

自 1998 年长江流域洪涝灾害发生以来,我国政府和科学家们十分重视对暴雨灾害形成机理及预测方面的研究。在“973”项目(国家科技部连续支持的暴雨研究项目)及其它项目的支持下,武汉暴雨研究所与中国科学院大气物理研究所云降水物理与强风暴实验室在暴雨的形成机理、预测及人工影响方面进行了合作研究与攻关,先后提出了暴雨系统中的湿位涡理论及非均匀饱和和大气中的广义位涡理论。然而,如何深化和理解这两个理论的实质,自其提出以来一直缺乏物理方面的说明。本文在以前研究的基础上<sup>[1-6]</sup>,对其物理概念进行了深化,还对该理论作了全面而详细的推导,同时通过选取暴雨个例诊断对其理论应用做了说明,以便为今后深入揭示暴雨的形成机理及探索新的预测方法提供必要的理论基础。

## 2 “质量强迫”下的湿位涡异常理论

位涡理论是大气动力学的核心内容之一,不少学者曾借用位涡研究中尺度天气现象。Fritsch 等指出<sup>[7]</sup>,中尺度对流系统与位涡异常相联系,常在对流层上层表现为负位涡,对流层中层表现为正位涡;Fritsch、Maddox 指出<sup>[8]</sup>,对流层上层负位涡异常与中尺度云砧引起的反气旋气流有关,而 Davis<sup>[9]</sup>,Skamarock 等<sup>[10]</sup>,Gray 等<sup>[11]</sup>都认为对流层中层位涡正异常与中层气旋涡有关。同时部分学者认为由对流引起的关于质量场再分布

的动力调整也会导致对流层中的位涡异常,如 Shutts、Gray<sup>[12]</sup>,Fulton 等<sup>[13]</sup>。在中尺度对流系统中,引起位涡异常变化的除有同大尺度类似的热力强迫之外,更重要的还要考虑质量强迫。因为在研究中尺度对流系统时,对流系统内带有强降水,使得对流系统内部质量场的变化既受大尺度环境场辐合、辐散的制约,还要受到强降水造成的质量明显减少的制约。中尺度对流系统中的位涡异常早已被气象学家们所发现, Raymond 等<sup>[14]</sup>在研究一种时间尺度长的中尺度对流系统的维持机制时认为,当云砧很厚时,云砧辐射引起的向下的位涡通量和云砧下降水过程产生的向上的位涡通量会造成某一区域位涡加强。近来,Gray<sup>[15]</sup>利用质量强迫模式研究了仅有质量强迫引起的位涡异常,在其质量强迫模式中,只是考虑了对流系统质量输送的效应,指出由于对流活动向上(下)的输送会在高层产生一个质量源(汇)区,同时在低层产生一个质量汇(源)区,其总的质量是守恒的。但由凝结形成降水而导致湿空气质量的净亏损在 Gray 等<sup>[11]</sup>、Shutts 等<sup>[12]</sup>的研究中并没有体现出来。

在研究中尺度现象时,特别是对暴雨中尺度系统的研究,由于暴雨系统内带有强降水,使暴雨系统内质量场变化既受环境场的辐散、辐合的制约,又受强降水带来的质量明显减少的制约。所以运用位涡概念研究暴雨中尺度系统时,必须注意到在大尺度现象中不予考虑而在暴雨中尺度现象中显得特别重要的质量强迫效应。

收稿日期:2007-03-22;定稿日期:2007-05-11

基金项目:国家自然科学基金项目(40333034、40405007),国家基础研究发展规划项目(2004CB418301),中国科学院海外杰出学者基金项目(2005-2-16),中尺度暴雨形成机理及模拟预测研究(IHR2006K01)

作者简介:高守亭,1946年生,研究员,主要从事中尺度动力学及灾害预测研究.E-mail:gst@lasg.iap.ac.cn

推导带有质量强迫的湿位涡方程前,先给出强暴雨系统中带有质量强迫的连续性方程。

设  $\rho_d$ 、 $\rho_v$  和  $\rho_r$  分别为干空气、水汽、凝结降水物的密度。则有如下形式的连续性方程

$$\frac{\partial \rho_d}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_d \vec{v} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_v \vec{v} = -\dot{\rho}_v \quad (2)$$

$$\frac{d\rho_r}{dt} + \rho_r \nabla \cdot \vec{v} + \nabla \cdot (\rho_r \vec{V}_r) = \dot{\rho}_r \quad (3)$$

其中,  $\rho_m = \rho_d + \rho_v$  是湿空气密度,  $\dot{\rho}_v$  为水汽向降水物质的转换率,  $\vec{V}_r$  为凝结降水物相对于湿空气的下落末速度。

利用凝结降水物具有的较高近似不可压性,即  $\frac{d\rho_r}{dt} = 0$ , 于是(1),(2)和(3)式相加可得

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_m \vec{v} = -\dot{\rho}_r - \nabla \cdot (\rho_r \vec{V}_r) = -\dot{\rho}_v \quad (4)$$

其中,  $\dot{\rho}_v = \dot{\rho}_r - \nabla \cdot \vec{v} + \nabla \cdot (\rho_r \vec{V}_r)$  是与凝结降水物有关的质量强迫效应项,也就是质量强迫。

对强暴雨系统必需考虑强降水过程中水汽向降水物质转换的情况。因此,笛卡儿坐标下湿空气连续性方程可写为

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = Q_m \quad (5)$$

其中  $\rho = \rho_m$ ,  $Q_m = \dot{\rho}_v = \dot{\rho}_r - \nabla \cdot \vec{v} + \nabla \cdot (\rho_r \vec{V}_r)$

涡度方程为

$$\frac{d\vec{\xi}_a}{dt} = (\vec{\xi}_a \cdot \nabla) \vec{v} - \vec{\xi}_a \nabla \cdot \vec{v} + \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2} + \nabla \wedge \vec{F} \quad (6)$$

热力方程为

$$\frac{d\theta_e}{dt} = 0 \quad (7)$$

其中,方程(6)中的  $\vec{\xi}_a$  是绝对涡度矢,  $\vec{v}$  为风速矢,  $\frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2}$  是力管项,  $\vec{F}$  是摩擦力项,方程(7)中的  $\theta_e$  是相当位温。在(5)中加了质量强迫项  $Q_m$ 。

若用  $\nabla \theta_e$  点乘(6)式后则有

$$\nabla \theta_e \cdot \frac{d\vec{\xi}_a}{dt} = \nabla \theta_e \cdot (\vec{\xi}_a \cdot \nabla) \vec{v} - \nabla \theta_e \cdot \vec{\xi}_a (\nabla \cdot \vec{v}) + \nabla \theta_e \cdot \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2} + \nabla \theta_e \cdot \nabla \wedge \vec{F} \quad (8)$$

利用连续性方程(5)、(8)可进一步写为

$$\nabla \theta_e \cdot \frac{d\vec{\xi}_a}{dt} = \nabla \theta_e \cdot (\vec{\xi}_a \cdot \nabla) \vec{v} - \nabla \theta_e \cdot \vec{\xi}_a \left( \frac{Q_m}{\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right) +$$

$$\nabla \theta_e \cdot \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2} + \nabla \theta_e \cdot \nabla \wedge \vec{F} \quad (9)$$

或写为

$$\nabla \theta_e \cdot \left[ \frac{d\vec{\xi}_a}{dt} + \vec{\xi}_a \left( \frac{Q_m}{\rho} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right) \right] = \nabla \theta_e \cdot (\vec{\xi}_a \cdot \nabla) \vec{v} + \nabla \theta_e \cdot \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2} + \nabla \theta_e \cdot \nabla \wedge \vec{F} \quad (10)$$

把(10)式方括号内个别变化项进行合并后则有

$$\nabla \theta_e \cdot \left[ \rho \frac{d}{dt} \left( \frac{\vec{\xi}_a}{\rho} \right) + \vec{\xi}_a \frac{Q_m}{\rho} \right] = \nabla \theta_e \cdot (\vec{\xi}_a \cdot \nabla) \vec{v} + \nabla \theta_e \cdot \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2} + \nabla \theta_e \cdot \nabla \wedge \vec{F} \quad (11)$$

(11)式还可写为

$$\rho \frac{d}{dt} \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) - \vec{\xi}_a \cdot \frac{d \nabla \theta_e}{dt} + Q_m \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) = \nabla \theta_e \cdot (\vec{\xi}_a \cdot \nabla) \vec{v} + \nabla \theta_e \cdot \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2} + \nabla \theta_e \cdot \nabla \wedge \vec{F} \quad (12)$$

利用一致性关系

$$\begin{aligned} \vec{\xi}_a \cdot \frac{d}{dt} (\nabla \theta_e) &= \vec{\xi}_a \cdot \vec{v} \cdot \nabla (\nabla \theta_e) - \vec{\xi}_a \cdot (\nabla (\vec{v} \cdot \nabla \theta_e)) \\ &= -\nabla \theta_e \cdot (\vec{\xi}_a \cdot \nabla) \vec{v} \end{aligned} \quad (13)$$

则给出如下位涡方程

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) &= \frac{Q_m}{\rho} \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) + \\ &\nabla \theta_e \cdot \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2} + \frac{1}{\rho} \nabla \theta_e \cdot \nabla \wedge \vec{F} \end{aligned} \quad (14)$$

这里  $\frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho}$  便是湿 Ertel 位涡。

利用方程(7),则(14)式可进一步写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) &= -\vec{v} \cdot \nabla \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) - \frac{Q_m}{\rho} \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) + \\ &\nabla \theta_e \cdot \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2} + \frac{1}{\rho} \nabla \theta_e \cdot \nabla \wedge \vec{F} \end{aligned} \quad (15)$$

方程(15)即为带有热力、质量强迫的湿位涡方程。

这里,  $-\vec{v} \cdot \nabla \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right)$  为平流项,  $-\frac{Q_m}{\rho} \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right)$  为质量强迫项,  $\nabla \theta_e \cdot \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2}$  为力管项,  $\frac{1}{\rho} \nabla \theta_e \cdot \nabla \wedge \vec{F}$  为摩擦项。对无摩擦绝热饱和湿空气,有  $\frac{1}{\rho} \nabla \theta_e \cdot \nabla \wedge \vec{F} = 0$  和  $\nabla \theta_e \cdot \frac{\nabla \rho \wedge \nabla P}{\rho^2} = 0$ 。方程(15)可简化为

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) = -\vec{v} \cdot \nabla \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) - \frac{Q_m}{\rho} \left( \frac{\vec{\xi}_a \cdot \nabla \theta_e}{\rho} \right) \quad (16)$$

(16)式就是无摩擦绝热饱和湿空气的质量强迫下的湿位涡方程。

这里,以 2003 年淮河流域梅雨期间暴雨为例,对暴雨发生时考虑了质量强迫的湿位涡分布及湿位涡异常特征作了诊断分析。

2003 年淮河流域强降水从 6 月 30 日持续到 7 月 11 日。在 6 月 30 日 700 hPa 等压面上(图 1a),淮河流域及其以东地区维持着一条大的近东西向湿位涡带,且分别有两个湿位涡大值中心位于  $35^{\circ}\text{N}$ 、 $110^{\circ}\sim 130^{\circ}\text{E}$  附近,其中心最大量值超过 0.5 PVU。从湿位涡分布预测,地面应有大的降水中心同其上的湿位涡高值区相对应。图 1b 中降水实况分布表明,在淮河流域  $113^{\circ}\sim 120^{\circ}\text{E}$  之间存在大的降水中心,中心值超过 50 mm,而在  $100^{\circ}\sim 120^{\circ}\text{E}$  之间有成片 25 mm 以上降水区。由于洋面上缺乏降水资料,在日本海附近 MPV 异常中心无降水与之对应,但从 MPV 分布可揣测或预测,在  $130^{\circ}\text{E}$  以西洋面上应该有一个降水中心存在。

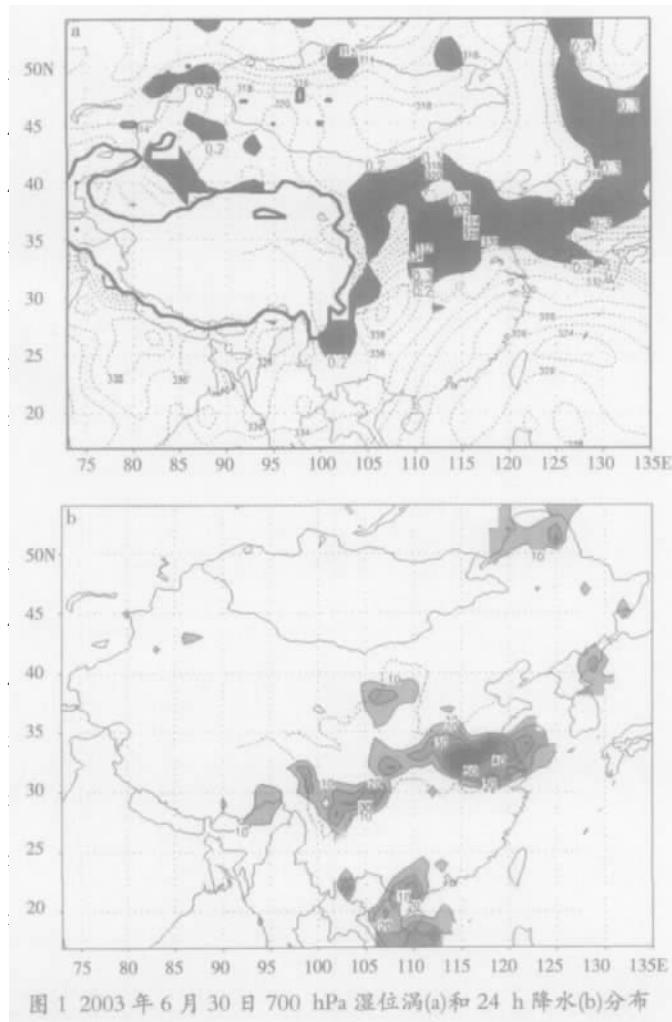


图 1 2003 年 6 月 30 日 700 hPa 湿位涡(a)和 24 h 降水(b)分布

从 6 月 30 日一直持续到 7 月 11 日淮河流域强降水结束,降水带基本维持准东西向纬向型分布(图 2b),范围较大的降水中心也基本出现在淮河流域一

带。相应湿位涡高值带基本维持东西向,中心位于  $32^{\circ}\sim 35^{\circ}\text{N}$ 、 $110^{\circ}\sim 125^{\circ}\text{E}$  之间(图 2a),与降水中心基本对应。

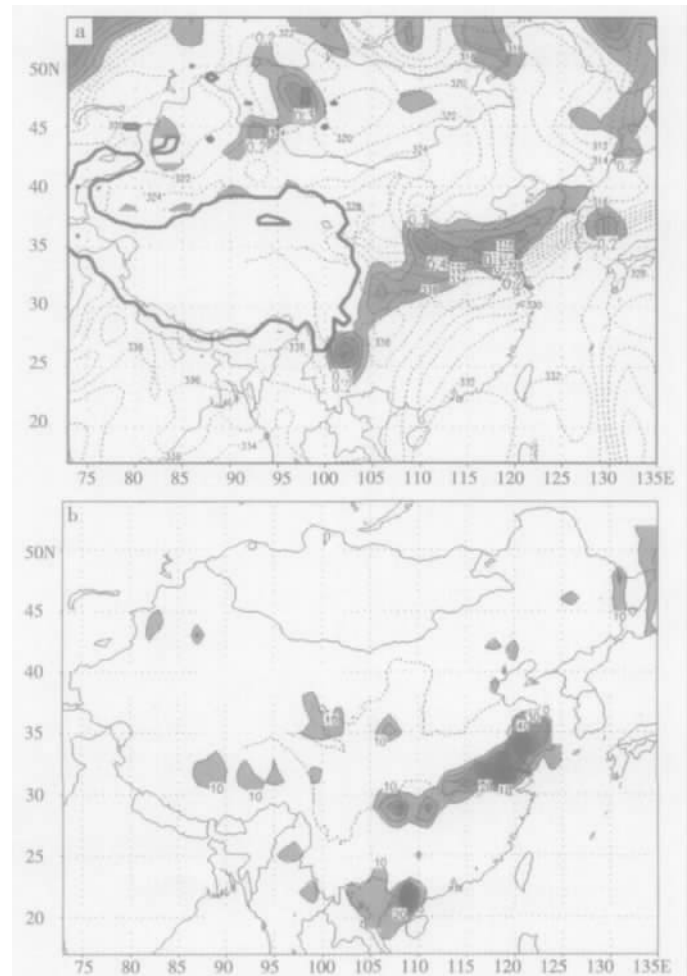


图 2 2003 年 7 月 11 日 700 hPa 湿位涡(a)和 24 h 降水(b)分布

需要指出的是,在以上湿位涡异常分布与降水分布对应图上,两者大致分布形势和走向虽基本一致,但降水中心与湿位涡异常中心并不完全重合,江淮一带湿位涡大值区略偏于 24 h 累积降水大值区北侧。这可能有两个原因:一是气流对湿位涡的平流过程可能对湿位涡演变有较大影响;二是本文所考虑的是假绝热过程,而实际上大气并非如此严格,降水量与水汽凝结量之间并不等价,可能会有一定偏差。

### 3 非均匀饱和大气中的湿位涡理论

对于干空气,位温是一个很重要的温度参量,它在干绝热过程中具有守恒性<sup>[16]</sup>,所以可用来比较不同气压下空气质块的热力差异,但在伴有降水等潜热释放的湿过程中,位温不再守恒。人们引入了在湿绝热过程中保持守恒性的相当位温,相当位温被广泛应用到分析大气的稳定度<sup>[17]</sup>、诊断温带气旋<sup>[18,19]</sup>、热带气旋<sup>[20,21]</sup>、飏线<sup>[22]</sup>、锋面<sup>[23-28]</sup>、雨带<sup>[29-31]</sup>等众多领域。与温度相比,无论位温或相当位温,由于其守恒性,在大气动力和热

力学研究领域都得到广泛应用。尽管如此,它们各有适应范围,即位温适用于处处干燥的大气,相当位温适用于完全饱和的湿空气。然而,实际大气既非处处干燥又非完全饱和,即“非均匀饱和”<sup>[5]</sup>,二者的适用性受到限制。另一不容忽视的事实是,通常当测湿器测得实际大气相对湿度超过 75% 时,大气中局部地区可能已有凝结发生;也就是说,整层大气没有达到完全饱和而只是干湿共存的非均匀饱和状态下,由于水气的湍流效应,大范围凝结并未发生,而大气的某些区域已开始出现局部凝结。雾是这种现象的最好例子,轻雾和浓雾中相对湿度不一样。通常,相对湿度越大,水汽越容易发生凝结,即凝结随湿度增加而增加。

为了描述实际大气既非处处干燥也非完全饱和的非均匀饱和特性,Gao 等<sup>[5]</sup>引入能很好表征实际大气干湿共存的凝结可能性函数,在此基础上进一步研究非均匀饱和大气的动力和热力过程才有物理意义。通过把一个与比湿相联系的变量引入热力框架中,就可充分体现实际大气总处于绝对干与完全饱和之间的特性。该引入变量没有带来大量其他计算,在此基础上得到的广义湿位温,除具有传统位温守恒特性外,能很好表征实际湿大气的非均匀饱和特性,因此它在实际业务应用中具有明显优势。

在推导非均匀饱和大气广义湿位涡倾向方程前,先给出引入凝结可能性函数的广义热力学方程

$$c_{pm} \frac{T}{\theta^*} \frac{d\theta^*}{dt} = Q_d \quad (17)$$

$$\text{式中 } \theta^*(T,p) = \theta(T,p) \exp\left(\frac{Lq_s \cdot y}{c_{pm} T}\right) \quad (18)$$

其中,  $T$  是大气温度,  $p$  是气压,  $\theta$  是 Ertel 位温,  $q$  和  $q_s$  分别是比湿和饱和比湿,  $L$  和  $c_{pm}$  是单位质量的凝结潜热和湿空气的定压比热容,  $y$  是凝结可能性函数,即反映大气非均匀饱和特性的因子。基于凝结随湿度增加而增加的观测事实,必须是与湿度密切相关的无量纲量。为了把该理论运用到实际天气诊断中,同时满足权重函数逼近实际大气的  $y$ , 采用了幂函数形式,即  $y = (q/q_s)^k$ 。根据模式结果以及数据分析<sup>[32]</sup>,当  $k$  取数值 9 时,实际大气的凝结状态能得到很好表征。当然,  $(q/q_s)^k$  不是的唯一形式。这样就得到了适合实际业务应用的广义位温表达式

$$\theta^*(T,p) = \theta(T,p) \exp\left(\frac{Lq_s \cdot (q/q_s)^k}{c_{pm} T}\right) \quad (19)$$

依据绝对涡度方程

$$\frac{d\vec{\zeta}_a}{dt} = (\vec{\zeta}_a \cdot \nabla) \vec{V} - \vec{\zeta}_a \nabla \cdot \vec{V} - \nabla \alpha \wedge \nabla p \quad (20)$$

和热力学方程(17),仿照位涡倾向方程的推导过程,在

湿绝热过程中得到

$$\frac{dP_m}{dt} = \alpha (\nabla p \times \nabla \alpha) \cdot \nabla \theta^* \quad (21)$$

其中,  $P_m = \alpha \vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta^*$  是非均匀饱和大气的广义湿位涡。

$$\text{把 } \alpha = \frac{1}{\rho} = \frac{R_d}{p} \theta \left(\frac{p_0}{p}\right)^{-\frac{R_d}{C_p}} \text{ 和(19)式代入(21)式,得到}$$

$$\frac{dP_m}{dt} = (R_d \theta p_0^{-\frac{R_d}{C_p}} p^{\frac{R_d}{C_p}-1}) (\nabla p \times (\alpha \nabla \theta + b \nabla p)) \cdot (c \nabla \theta + d \nabla p + e \nabla q) \quad (22)$$

其中

$$a = R_d p_0^{-\frac{R_d}{C_p}} p^{\frac{R_d}{C_p}-1}$$

$$b = R_d \theta \left(\frac{R_d}{C_p} - 1\right) p_0^{-\frac{R_d}{C_p}} p^{\frac{R_d}{C_p}-2}$$

$$c = \exp\left[\frac{L}{C_p} \frac{q_s}{T} \left(\frac{q}{q_s}\right)^k\right] - \exp\left[\frac{L}{C_p} \frac{q_s}{T} \left(\frac{q}{q_s}\right)^k\right] \frac{L}{C_p} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} \theta^{-1} q^k q_s^{1-k}$$

$$d = \exp\left[\frac{L}{C_p} \frac{q_s}{T} \left(\frac{q}{q_s}\right)^k\right] \frac{LR_d}{C_p^2} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} p^{-1} q^k q_s^{1-k}$$

$$e = \exp\left[\frac{L}{C_p} \frac{q_s}{T} \left(\frac{q}{q_s}\right)^k\right] \frac{L}{C_p} k \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R_d}{C_p}} \left(\frac{q}{q_s}\right)^{k-1}$$

依照基本的矢量运算法则,方程(22)变成

$$\frac{dP_m}{dt} = (R_d \theta p_0^{-\frac{R_d}{C_p}} p^{\frac{R_d}{C_p}-1}) (\nabla p \times \alpha \nabla \theta) \cdot (e \nabla q)$$

$$= ae (R_d \theta p_0^{-\frac{R_d}{C_p}} p^{\frac{R_d}{C_p}-1}) (\nabla p \times \nabla \theta) \cdot \nabla q \quad (23)$$

这样得到广义湿位涡倾向方程的另一种形式

$$\frac{dP_m}{dt} = A (\nabla p \times \nabla \theta) \cdot \nabla q \quad (24)$$

其中,右端项系数始终取负值,其具体形式为

$$A = -\frac{L}{C_p} k \frac{R_d^2}{p^2} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{-\frac{R_d}{C_p}} \left(\frac{q}{q_s}\right)^{k-1} \theta \exp\left[\frac{L}{C_p} \frac{q_s}{T} \left(\frac{q}{q_s}\right)^k\right]$$

$$= -\left\{\frac{LR_d^2}{C_p p^2} \left(\frac{p_0}{p}\right)^{-\frac{R_d}{C_p}}\right\} \left[k \left(\frac{q}{q_s}\right)^{k-1} \theta^*\right]$$

湿绝热大气中广义湿位涡的倾向由(24)式右边项决定,即斜压与湿度梯度相互作用项。具体说,如果有负(正)广义湿位涡生成,  $(\nabla \theta \times \nabla p) \cdot \nabla q$  则取正(负)值,意味着在比湿梯度方向上的斜压性增加(减少)。由于斜压项在绝对涡度方程中的重要作用,可以推断非均

匀饱和大气的广义湿位涡生消与绝对涡度变化密切相关。

另外, 为了使水汽作用项在(24)式中表达得更清楚, 其右端项系数  $A$  可以改写为

$$A = \left\{ \frac{LR_d^2 T}{C_p p^2} \right\} \left[ k \left( \frac{q}{q_s} \right)^{k-1} \frac{\theta^*}{\theta} \right]$$

$$= -\frac{LR_d}{C_p p p} \left[ k \left( \frac{q}{q_s} \right)^{k-1} \frac{\theta^*}{\theta} \right] \quad (25)$$

再利用相当位温的表达式, (25)式可写成

$$A = -k \left( \frac{q}{q_s} \right)^{k-1} \frac{\theta^*}{\theta} \mathfrak{R} = -\Psi(r) \mathfrak{R} \quad (26)$$

其中,  $\Psi(r) = \Psi \left( \frac{q}{q_s} \right) = k \left( \frac{q}{q_s} \right)^{k-1} \exp \left[ \frac{Lq_s}{C_p T} \left( \left( \frac{q}{q_s} \right)^k - \left( \frac{q}{q_s} \right) \right) \right]$

是相对湿度的函数,  $\mathfrak{R} = \frac{LR_d}{C_p p p} \frac{\theta_e}{\theta}$ 。

依据广义湿位涡理论可知, 高湿环境以及一定的湿度场与热力场配置有利于广义湿位涡发生异常, 因而暴雨天气的发生有利于广义湿位涡异常的出现。这是理论上的分析, 但实际情况是否如此则需要依据实际观测资料进行动力诊断。为此, 对 2003 年 7 月 7~9 日湖南、安徽、江苏发生的一次梅雨锋暴雨过程进行动力诊断, 其目的是考察大气温湿分布以及动力场作用对广义湿位涡生成的作用, 从而确定可否用广义湿位涡异常识别暴雨天气。

通过利用 NCEP/NCAR  $1^\circ \times 1^\circ$  格点分析资料计算广义湿位涡。结果表明, 在对流层中低层 975~700 hPa 之间, 广义湿位涡的正异常均较明显。图 3 是 2003 年 7 月 8 日 06~12 UTC 的地面 6 h 降水实况和 8 日 12 UTC 800 hPa 上广义湿位涡分布。

从图 3a 上可见, 整个雨带呈西南-东北走向, 3 个降水中心主要集中在湖南、湖北、安徽和江苏附近。广义湿位涡异常区域也呈西南-东北走向, 在雨带中对应广义湿位涡大值中心, 如果取  $>1.2$  PVU 为广义湿位涡异常, 江淮暴雨的广义湿位涡正异常在湖南、湖北、安徽和江苏等地也有大值中心(图 3b), 与雨带位置也基本对应。从广义湿位涡垂直剖面(图略)也可发现, 在这次暴雨过程中, 广义湿位涡异常区主要集中在大气中低层 700 hPa 以下, 这与大气中水汽主要分布在 700 hPa 以下一致。从广义湿位涡异常区与降水场分布形势看, 雨带与广义湿位涡异常区域对应均较好。

### 4 结论和讨论

对于给出的考虑质量强迫的湿位涡方程, 质量强迫效应导致的湿位涡异常在实际暴雨系统中究竟是

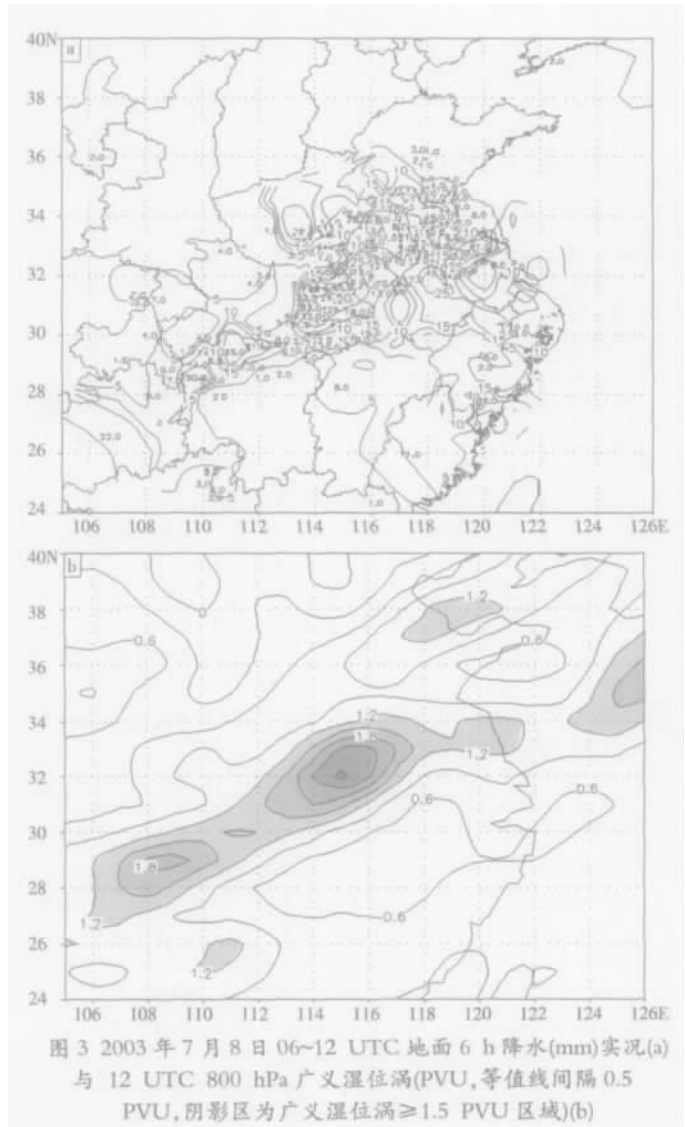


图 3 2003 年 7 月 8 日 06~12 UTC 地面 6 h 降水(mm)实况(a) 与 12 UTC 800 hPa 广义湿位涡(PVU, 等值线间隔 0.5 PVU, 阴影区为广义湿位涡  $\geq 1.5$  PVU 区域)(b)

什么形式, 它对强暴雨系统有何指示意义等, 还需要通过对更多暴雨个例发生时湿位涡分布及湿位涡异常特征作具体诊断分析。

从广义湿位涡的定义及其倾向方程可见, 广义湿位涡异常包含了大气动力、热力及水汽的综合作用, 相对于常用的温度、湿度等物理量来说, 它能在一定程度上综合反映风场、温度场和水汽场的相互作用, 从而体现实际大气变化, 弥补其它物理量不能反映大气热力及水汽综合作用的问题。但由于目前所用资料分辨率还不够细, 使得这种广义湿位涡大值区还处于比较大的范围内。因此, 在该研究的基础上, 拟用中尺度数值模式, 并考虑新一代天气雷达资料在暴雨预报方面的作用, 作更细的数值模拟结果分析, 以明确广义湿位涡异常高度出现变化的可能原因, 从而更好地利用广义湿位涡异常区识别暴雨的发生。

### 参考文献:

[1] GAO S T, LEI T, ZHOU Y S. Moist potential vorticity anomaly

- with heat and mass forcings in torrential rain systems [J]. *Chin Phys Lett*, 2002, 19(6):878–880 (SCI).
- [2] 高守亭, 雷霆, 周玉淑, 等. 强暴雨系统中湿位涡异常的诊断分析[J]. *应用气象学报*, 2002, 13(6):662–670.
- [3] 伍荣生, 高守亭, 谈哲敏. 锋面过程与中尺度扰动[M]. 北京: 气象出版社, 2004.
- [4] GAO S T, ZHOU Y S, CUI X P, et al. Impacts of cloud-induced mass forcing on the development of moist potential vorticity anomaly during torrential rains [J]. *Advances in Atmospheric Sciences*, 2004, 21(6):923–927 (SCIE).
- [5] GAO S T, WANG X R, ZHOU Y S. Generation of generalized moist potential vorticity in a frictionless and moist adiabatic flow [J]. *Geophys Res Lett*, 2004(31), L12113, doi:10.1029/2003GL019152 (SCI).
- [6] GAO S T, ZHOU Y S, LEI T, et al. Analyses of hot and humid weather in Beijing city in summer and its dynamical identification [J]. *Science in China Ser D Earth Sciences*, 2005, 48(Supp. II): 128–137(SCI).
- [7] Fritsch J M, Murphy J D, Kain J S. Warm core vortex amplification over land [J]. *J Atmos Sci*, 1994, 51:1780–1807.
- [8] Fritsch J M, Maddox R A. Convectively driven mesoscale weather system aloft. Part I: Observations [J]. *J Appl Meteorol*, 1981, 20:9–19.
- [9] Davis C A, Emanuel K A. Potential vorticity diagnostics of cyclogenesis [J]. *Mon Wea Rev*, 1991, 119: 1929–1953.
- [10] Skamarock W C, Weisman M L, Klemp J B. Three-dimensional evolution of simulated long-lived squall lines [J]. *J Atmos Sci*, 1994, 51:2563–2584.
- [11] Cray M E, Shutts G J, Craig G C. The role of mass transfer in describing the dynamics of mesoscale convective system [J]. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1998, 124:1183–1207.
- [12] Shutts G J, Gray M E. A numerical modeling study of the geostrophic adjustment process following deep convection [J]. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1994, 120:1145–1178.
- [13] Fulton S R, Schubert W H, Hausman S A. Dynamical adjustment of mesoscale convective anvils [J]. *Mon Wea Rev*, 1995, 123:3215–3226.
- [14] Raymond D J, Jiang H. A theory for long-lived mesoscale convective systems [J]. *J Atmos Sci*, 1990, 47:3067–3077.
- [15] Cray M E. An investigation into convectively generated potential-vorticity anomalies using a mass-firing model [J]. *Q J R Meteor Soc*, 1999, 125:1589–1605.
- [16] Ertel H. Ein neuer hydrodynamischer Erhaltungssatz [J]. *Naturwissenschaften*, 1942, 30:543–544.
- [17] Robison W A. On the structure of potential vorticity in baroclinic instability [J]. *Tellus*, 1989, 41A:275–284.
- [18] Hoskins B J, Berrisford P. A potential vorticity perspective of the storm of 15–16 October 1987 [J]. *Weather*, 1988, 43:122–129.
- [19] Cao Z H, Cho H R. Generation of moist potential vorticity in extratropical cyclones [J]. *J Atmos Sci*, 1995, 52: 3263–3281.
- [20] Thorpe A J. Diagnosis of balanced vortex structure using potential vorticity [J]. *J Atmos Sci*, 1985, 42:397–406.
- [21] Montgomery M T, Farrell B F. Tropical cyclone formation [J]. *J Atmos Sci*, 1993, 50:285–310.
- [22] Hertenstein R F A, Schubert W H. Potential vorticity anomalies associated with squall lines [J]. *Mon Wea Rev*, 1991, 119:1663–1672.
- [23] Shapiro M A. A multiple structured frontal zone-jet stream system as revealed by meteorologically instrumented aircraft [J]. *Mon Wea Rev*, 1974, 102:244–253.
- [24] Shapiro M A. The role of turbulent heat flux in the generation of potential vorticity in the vicinity of upper-level jet stream systems [J]. *Mon Wea Rev*, 1976, 104:892–906.
- [25] Shapiro M A. Further evidence of the mesoscale and turbulent structure of upper-level jet stream-frontal zone systems [J]. *Mon Wea Rev*, 1978, 106:1100–1111.
- [26] Danielsen E F, Hipskind R S. Stratospheric-tropospheric exchange at polar latitudes in summer [J]. *J Geophys Res*, 1980, 85(C1):393–400.
- [27] Thorpe A J. Frontogenesis at the boundary between air-masses of different potential vorticity [J]. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1990, 116:561–572.
- [28] Montgomery M T, Farrell B F. Moist surface frontogenesis associated with interior potential vorticity anomalies in a semigeostrophic model [J]. *J Atmos Sci*, 1991, 48:343–347.
- [29] Chan D S T, Cho H R. Meso- $\beta$ -scale potential vorticity anomalies and rainbands. Part I: Adiabatic dynamics of potential vorticity anomalies [J]. *J Atmos Sci*, 1989, 46:1713–1723.
- [30] Cho H R, Chan D S T. Meso- $\beta$ -scale potential vorticity anomalies and rainbands. Part II: Moist model simulations [J]. *J Atmos Sci*, 1991, 48:331–341.
- [31] Xu Q. Formation and evolution of frontal rainbands and geostrophic potential vorticity anomalies [J]. *J Atmos Sci*, 1992, 49:629–648.
- [32] 王兴荣, 吴可军, 石春娥. 凝结几率函数的引进和非均匀饱和湿空气动力学方程组[J]. *热带气象学报*, 1999, 15(1):64–69.

## The Theory of Generalized Moist Potential Vorticity and its Applicative Study

GAO Shou-ting<sup>1</sup>, CUI Chun-guang<sup>2</sup>

(1. Institute of atmosphere physics, Chinese academy of sciences, Beijing 100029; 2. Institute of heavy rain, CMA, Wuhan 430074)

**Abstract:** In this paper, two points are focused on, associated with the application of the theory of generalized moist potential vorticity (GMPV) for diagnosing the location and intensity of torrential rain. One is moist potential vorticity (MPV) anomaly due to the large mass forcing induced by heavy precipitation; The other is the theory of generalized moist potential vorticity (GMPV) anomaly in the non-uniformly saturated moist atmosphere. Both the physical meanings of mass forcing during rainfall process and the idea of introducing the generalized potential temperature in non-uniformly saturated flow are explicated in detail. Then the potential vorticity is derived. On the basis of above studies, the locations of torrential rains are diagnosed by using the MPV anomaly due to mass forcing and GMPV anomaly in non-uniformly saturated moist flow in rainfall cases. Therefore both the theory and application in rainfall case prove that it is feasible to diagnose location of torrential rain by using the two types of MPV anomalies.

**Key words:** Torrential rain; Non-uniform saturation; Mass forcing; Generalized moist potential vorticity