

吴洪, 2021. 两种气象常用坐标系中涡度和散度物理意义的比较[J]. 气象, 47(9): 1156-1161. Wu H, 2021. Comparison of the vorticity and divergence in two common meteorological coordinate systems[J]. Meteor Mon, 47(9): 1156-1161 (in Chinese).

两种气象常用坐标系中涡度和散度物理意义的比较^{*}

吴 洪

中国气象局气象干部培训学院, 北京 100081

提 要: 气象常用的涡度、水平散度(简称散度)是天气系统、天气现象演变的重要诊断物理量。依据坐标转换的观点, 分别推导出气象中常用的局地直角坐标系(“ z ”坐标系)和等压坐标系(“ p ”坐标系)中涡度之间、散度之间的关系表达式。讨论表明, 在两种坐标系中, 涡度、散度的定义式形式完全相同, 但本质有所差异, “ p ”坐标系中涡度不仅表示空气微团绕天顶方向的旋转程度, 还反映大气的斜压性强弱。同样, “ p ”坐标系中散度不仅表示空气微团水平面积的相对变化率大小程度, 也反映大气的斜压性强弱。只有大气在正压状态的情况之下, “ p ”坐标系中涡度、散度才表示纯粹的旋转和辐散辐合。“ p ”坐标系中涡度、散度不仅具有大气动力特征, 同时还具有大气热力特征。

关键词: 涡度, 散度, “ z ”坐标, “ p ”坐标

中图分类号: P434

文献标志码: A

DOI: 10.7519/j.issn.1000-0526.2021.09.011

Comparison of the Vorticity and Divergence in Two Common Meteorological Coordinate Systems

WU Hong

China Meteorological Administration Training Centre, Beijing 100081

Abstract: The vorticity and divergence are two basic and important diagnostic physical quantities for the evolution process of the synoptic systems and phenomena in the common meteorological coordinate systems. In this paper, the formula between the vorticity in the isobaric coordinates (“ p ” coordinate) and one in the local rectangular coordinates (“ z ” coordinate) is obtained via coordinate transformation method. So done for the divergence. The results show that the expression forms of the vorticity and the divergence are exactly same in both coordinates, but they have essential differences. The vorticity in the “ p ” coordinate not only indicates the rotation of the air parcel around the vertical axis, but also implies the atmospheric baroclinity. Similarly, the divergence in the “ p ” coordinate not only expresses the relative variable ratio of the horizontal area of the air parcel, but also indicates the atmospheric baroclinity. In the area of the front, the difference of the vorticity is very obvious in “ p ” coordinate and “ z ” coordinate, and the same difference is found for the divergence. If the atmosphere is barotropic, the vorticity in the “ p ” coordinate equals that in the “ z ” coordinate. The same is true for the divergence. The vorticity and divergence both have the dynamic and thermodynamic natures of the atmosphere in the “ p ” coordinate.

Key words: vorticity, divergence, local rectangular coordinates (“ z ” coordinate), isobaric coordinates (“ p ” coordinate)

^{*} 2020 年 10 月 14 日收稿; 2021 年 7 月 12 日收修定稿

作者: 吴洪, 主要从事天气动力与天气预报研究. E-mail: wuh@cma.cn

引 言

气象学中涡度、散度的概念源于流体力学,涡度是速度场的旋度,表征空气微团的旋转,是一个三维矢量;散度是速度场的辐合辐散,度量空气微团体积相对变化(即膨胀或收缩程度),是一个标量。因为大气中天气尺度及以上尺度的运动具有准水平性,表征这类运动旋转特征的涡度的垂直分量相当重要,所以通常在气象中将涡度的垂直分量称为垂直涡度(以下简称涡度);同样,在气象中一般将表征空气微团在水平面上的(面积)膨胀收缩特征的物理量称为水平散度(以下简称为散度)。涡度、散度因而成为最基本、最重要的气象物理量。涡度方程是描述大气涡旋特性演变规律的基本方程,涡度和涡度方程、散度被广泛用于气旋、台风、暴雨、暴雪、强对流等天气的分析、预报和理论研究中(吴国雄,2001;Wu and Hou,1991;周玉淑和冉令坤,2010;陈碧莹和闵锦忠,2020;李娜等,2013;何光碧等,2009;黄彬等,2013;姚秀萍等,2007;蒙伟光等,2014;苗春生等,2014;阎琦等,2016;黄永明和倪允琪,2005;郑永光等,2017;徐威等,2017;周兵等,2001;窦慧敏等,2019;王丹妮等,2020;丁治英等,2018;张小玲和程麟生,2000a;2000b;蔡其发等,2008;黄思训等,2007),有效地解释大气中天气现象、天气系统的特征及其演变特点。因此,对涡度、散度的深度理解是其进一步应用,以及天气预报实际业务工作的基础和前提。

地球是一自转的近似球体,而空气微团水平运动速度是相对于地球表面的,因此在笛卡尔直角坐标系中难以直接应用表征微团运动变化的标量方程,而采用正交曲线坐标之一的球坐标系则可以避免这种情况的出现,所以在气象中一般采用球面坐标系。通过薄层近似、忽略地球曲率对大气运动的影响,即得到局地直角坐标系,称为“ z ”坐标系,其实质就是简化了的球坐标系,仍可以视为是一种数学坐标系。然而在日常气象业务工作中,采用的是等压面分析,即在等压面上分析一些气象要素的分布及其变化。因此,在实际业务工作中应用局地直角坐标系有时并不方便,故而采用等压面坐标系,称为“ p ”坐标系。除了尺度较小的运动之外,大气的大、

中尺度运动都能满足静力平衡或具有静力平衡的性质, $\partial p / \partial z = -\rho g < 0$,气压 p 是高度 z 的单调递减、可微的连续函数,从而保证了在铅直方向上 p 与 z 一一对应。静力平衡即为“ p ”坐标系成立的条件。在局地直角坐标系中,表征空气微团在天顶方向的空间位置用 z 表示;“ p ”坐标系仅只是用气压数值 p 替代空气微团的位置 z 而已,是由水平数学坐标 (x, y) 与表征空气微团热力特征之一的物理量气压 p 作为铅直坐标共同构成,这个铅直坐标可被称为“物理坐标”,仍采用天顶方向的反方向作为铅直坐标的方向,这个方向矢量并不与等压面垂直。因而,“ p ”坐标系不是数学坐标系,而是一种“混合坐标系”(杨大升等,1980;伍荣生,2002;吕美仲等,2004)。

本文利用“ z ”“ p ”坐标系的转换关系,推导两种坐标系中的涡度、散度之间的关系式,讨论两种坐标系中涡度之间、散度之间的联系与差异,澄清对“ p ”坐标中涡度、散度的一些模糊认识,增强对基本原理透彻的理解,以更好地应用于实际业务。

1 两种坐标系中的涡度表达式

速度旋度的表达式为 $\boldsymbol{\omega} = \nabla_3 \times \mathbf{V}_3$,旋度是一个三维矢量, $\mathbf{V}_3 = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}$ 是空气微团的三维速度。笛卡尔直角坐标系的汉密尔顿算子 ∇_3 表达式为 $\nabla_3 = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{k} \frac{\partial}{\partial z}$ 。空气微团的旋度在铅直方向的表达式为 $\mathbf{k} \cdot (\nabla_3 \times \mathbf{V}_3) = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ 。

1.1 “ z ”坐标系的涡度

根据气象中使用的球坐标系的特点,空气微团的旋度表示为:

$$\begin{aligned} \nabla_3 \times \mathbf{V}_3 = & \left[\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right] \mathbf{i} + \\ & \left[\frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial w}{\partial \lambda} - \frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} \right] \mathbf{j} + \\ & \left\{ \frac{1}{r \cos \varphi} \left[-\frac{\partial(ucos\varphi)}{\partial \varphi} + \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right] \right\} \mathbf{k} \quad (1) \end{aligned}$$

由“ z ”坐标系的特点可知,在该坐标系中地球的曲率项作用可完全略去。故由式(1)可进一步推导出“ z ”坐标系中的旋度:

$$\nabla_3 \times \mathbf{V}_3 = \left[\frac{1}{a} \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \frac{\partial v}{\partial z} \right] \mathbf{i} + \left[\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial w}{\partial \lambda} - \frac{\partial u}{\partial z} \right] \mathbf{j} +$$

$$\left[-\frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right] \mathbf{k} \quad (2)$$

式(1)和式(2)中: u, v, w 分别是空气微团在纬向、经向和铅直方向的速度分量, (i, j, k) 分别是纬向、经向和铅直方向的单位矢量, r 是地心到空气微团的距离, a 表示地球半径, (φ, λ) 分别是微团所在的纬度和经度。通过水平坐标的转换式, “ z ”坐标系中旋度的表达式还可写成:

$$\nabla_3 \times \mathbf{V}_3 = \left[\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right] \mathbf{i} + \left[\frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \right] \mathbf{j} + \left[-\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right] \mathbf{k} \quad (3)$$

式(3)仅只是形式上与笛卡尔直角坐标系旋度的表达式相同而已, 但两者的实质是不同的。

“ z ”坐标系中的涡度表达式为(杨大升等, 1980; 伍荣生, 2002; 吕美仲等, 2004):

$$\begin{aligned} \zeta &= \mathbf{k} \cdot (\nabla_3 \times \mathbf{V}_3) = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \\ &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \quad (4)$$

“ z ”坐标系的天顶方向 $\mathbf{k}$ 垂直于地面及与之平行的水平面(λ, φ)或(x, y)平面。由式(4)可知, “ z ”坐标系中的涡度是空气微团绕天顶方向的旋转分量, 是由于水平运动的空间分布不均匀所导致的, 所以在气象中也被称为相对涡度(简称涡度)。

1.2 “ p ”坐标系的涡度

因为“ p ”坐标系不是严格的数学坐标系, 因而不能直接使用数学中场论的有关方法和算子。在“ p ”坐标系中利用水平运动方程组, 仿“ z ”坐标系涡度方程式推导的过程, 将表达式(杨大升等, 1980; 伍荣生, 2002; 吕美仲等, 2004):

$$\zeta_p \equiv \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_p - \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_p \quad (5)$$

称为“ p ”坐标系中的(相对)涡度, 式中: u, v 分别是空气微团在“ p ”坐标系中纬向和经向的速度分量。虽然式(5)形式上与式(4)相同, 但不是由场论理论推导而出, 仅只是形式的定义式。

由“ p ”坐标与“ z ”坐标之间的基本转换关系(杨大升等, 1980; 伍荣生, 2002; 吕美仲等, 2004), 可得两种坐标系中涡度关系:

$$\zeta_p = \zeta_z + \left[\frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_z - \frac{\partial v}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z \right] \quad (6)$$

式中: p 表示气压, ζ_z 表示“ z ”坐标的相对涡度, 下标“ z ”表示“ z ”坐标系, 下标“ p ”表示“ p ”坐标系。

式(6)右端第二项进一步可写成:

$$\frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_z - \frac{\partial v}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z = \left[(\nabla_2 p)_z \times \left(-\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \right) \right] \cdot \mathbf{k} \quad (7)$$

式中: $\mathbf{V} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j}$ 是空气微团的水平风, ∇_2 表示在(x, y)平面中的汉密尔顿算子。

由式(6)、式(7)可知, “ p ”坐标的涡度不仅与“ z ”坐标的涡度有关, 还与空气微团的风垂直切变、气压梯度(等压面坡度)有关。虽然等压面坡度非常小, 但它是造成空气微团水平运动的动力。若等压面坡度为零, 即等压面完全与(z, y)平面(水平面)平行或重合, 则空气微团相对地面呈静止状态, 等压面上空气微团绕天顶方向的旋转也不存在。当大气为正压大气或自动正压大气, 则水平风不随气压变化, “ p ”坐标的涡度值与“ z ”坐标的涡度值相等。因此, “ p ”坐标涡度不只是等压面上空气微团绕天顶方向旋转程度的度量。

若取准地转近似, 再利用热成风关系(杨大升等, 1980; 伍荣生, 2002; 吕美仲等, 2004):

$$\begin{aligned} \nabla_2 p &= f\rho \mathbf{V}_g \times \mathbf{k} \\ \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial p} &= \frac{R}{pf} (\nabla_2 T)_p \times \mathbf{k} \end{aligned} \quad (8)$$

式中: ρ 为空气密度, T 为气温(单位:K), f 为地转参数, R 是干空气气体常数。因为“ p ”坐标的水平坐标与“ z ”坐标的完全相同, 则式(7)可进一步改写为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial p} \times (\nabla_2 p)_z &= -f\rho \left[\mathbf{V}_g \cdot \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial p} \right] \mathbf{k} \\ &= \frac{1}{T} \{ \mathbf{V}_g \cdot [(-\nabla_2 T)_p \times \mathbf{k}] \} \mathbf{k} \end{aligned} \quad (9)$$

“ p ”“ z ”坐标系的涡度关系式(6)可写为:

$$\begin{aligned} \zeta_p &= \zeta_z + \frac{1}{T} \{ [\mathbf{V}_g \times (-\nabla_2 T)_p] \cdot \mathbf{k} \} \\ &= \zeta_z + [\mathbf{V}_g \times (-\nabla_2 \ln T)]_p \cdot \mathbf{k} \end{aligned} \quad (10)$$

式中 $\mathbf{V}_g$ 为地转风。

2 两种坐标系中的散度表达式

速度散度的表达式为 $D_3 = \nabla_3 \cdot \mathbf{V}_3$, 散度是一个标量。在气象中散度通常是指水平面上的二维散度, 表达式为 $D = \nabla_2 \cdot \mathbf{V}'$, 式中 $\mathbf{V}'$ 为水平运动速度。

2.1 “ z ”坐标系的散度

在气象中使用的球坐标系中的速度散度表示

为:

$$\nabla_3 \cdot \mathbf{V}_3 = \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial (v \cos \varphi)}{\partial \varphi} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 w)}{\partial r} \quad (11)$$

略去地球曲率项,由式(11)可进一步得到“ z ”坐标系中的速度散度:

$$\begin{aligned} \nabla_3 \cdot \mathbf{V}_3 &= \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + \frac{\partial w}{\partial r} \\ &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \end{aligned} \quad (12)$$

式(11)和式(12)中的各种物理量同式(1)、式(2)。与涡度类似,式(12)仅只是形式上完全与笛卡尔直角坐标系速度散度的表达式一样,但两者的实质是不同的。

“ z ”坐标系中的散度表达式为(杨大升等,1980;伍荣生,2002;吕美仲等,2004):

$$\begin{aligned} D &= (\nabla_2 \cdot \mathbf{V}) = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial \varphi} \\ &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \end{aligned} \quad (13)$$

“ z ”坐标系中的散度表示在平行于地面的平面 (λ, φ) 中,空气微团面积的相对变化量,即辐散辐合,也是因水平运动的空间分布不均匀所导致的。

2.2 “ p ”坐标系的水平散度

与“ p ”坐标系的涡度相似,“ p ”坐标系中的水平散度不能由场论理论直接得出。在将“ z ”坐标系的连续性方程转换为“ p ”坐标系的连续性方程过程中,将表达式(杨大升等,1980;伍荣生,2002;吕美仲等,2004):

$$D_p = \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_p + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)_p \quad (14)$$

称为“ p ”坐标系中的散度, u, v 分别是空气微团在“ p ”坐标系中纬向和经向的速度分量。

“ p ”坐标系中的散度式(14)形式上与“ z ”坐标系的相同,但不是由场论理论推导而出,仅只是形式的定义式。

由“ p ”坐标与“ z ”坐标之间的基本转换关系,可得两种坐标系中散度关系:

$$D_p = D_z - \left[\frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z + \frac{\partial v}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_z \right] \quad (15)$$

式中: p 表示气压, D_z 表示“ z ”坐标的相对涡度,下标“ z ”表示“ z ”坐标系,下标“ p ”表示“ p ”坐标系。

由式(15)可知,“ p ”坐标的散度不仅与“ z ”坐标的散度有关,还与空气微团的水平风垂直切变、等压

面坡度有关。若等压面完全与 (x, y) 平面(水平面)平行或重合,则空气微团相对地面呈静止状态,空气微团在等压面上的散度为零,而且“ z ”坐标系中空气微团的水平面积相对变化也不存在。当大气为正压大气或自动正压大气,则风不随气压变化,“ p ”坐标的散度值与“ z ”坐标的散度值相等。所以,“ p ”坐标散度不只是等压面上空气微团的水平面积相对变化率的度量。

式(15)右端第二项进一步可写成:

$$\frac{\partial u}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_z + \frac{\partial v}{\partial p} \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_z = \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \cdot (\nabla_2 p)_z \quad (16)$$

若取准地转近似,再利用式(8)的热成风关系,因为“ p ”坐标的水平坐标与“ z ”坐标的完全相同,则式(16)可写为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial p} \cdot (\nabla_2 p)_z &= f_p \frac{\partial \mathbf{V}_g}{\partial p} \cdot [\mathbf{V}_g \times \mathbf{k}] \\ &= \frac{1}{T} \mathbf{V}_g \cdot (\nabla_2 T)_p \end{aligned} \quad (17)$$

“ p ”“ z ”坐标系中散度关系式(15)进一步可写成:

$$D_p = D_z + \frac{1}{T} \mathbf{V}_g \cdot (-\nabla_2 T)_p \quad (18)$$

式(16)~式(18)中各物理量同式(8)~式(10)。

3 结论与讨论

涡度、散度是气象中最基本的物理量(场),在等压面上进行涡度、散度的分析、应用,必须建立在对涡度、散度具有非常透彻的理解基础上。

由“ p ”坐标成立的条件以及“ z ”“ p ”坐标的转换可知,在“ p ”坐标系中,“ p ”不是铅直坐标,仅只是坐标变量而已,等压面并非与天顶方向处处相垂直。

从第1节中可以看出,“ z ”坐标的涡度,是严格意义上的空气微团相对地面绕天顶方向的旋转快慢,从某种意义上来说,表示了气旋(反气旋)的强弱。式(5)表明,“ p ”坐标涡度的表达式形式上与“ z ”坐标的相同,但“ p ”坐标的涡度不仅包含“ z ”坐标的涡度值,即反映空气微团绕天顶方向的旋转快慢,而且还表示水平风垂直切变的作用,即大气斜压性的作用。当大尺度水平风、温度场满足 $\{[\mathbf{V}_g \times (-\nabla_2 T)]_p \cdot \mathbf{k}\} > 0$ 时,“ p ”坐标的正(负)涡度大于(小于)“ z ”坐标系中的;反之,当满足 $\{[\mathbf{V}_g \times (-\nabla_2 T)]_p \cdot \mathbf{k}\} < 0$ 时,“ p ”坐标中正(负)涡度小于(大于)“ z ”坐标系中的。因此,在斜压大气中,“ p ”坐标涡度可能夸大或缩小了对气旋(反气旋)性切变

或气旋(反气旋)系统强度的度量。锋区、高空急流是中高纬度大气中的主要天气系统之一,常引发暴雨、大风、强对流等灾害性天气的产生。锋区(面)、急流及附近的斜压性强,水平风速及其垂直切变都较大,“ p ”坐标涡度将明显夸大对冷锋、冷槽等系统的空气微团旋转程度,明显缩小对暖锋、暖切变等系统的空气微团旋转程度,可能造成低值系统出现“虚假”的铅直旋转。

从第 2 节中可以看出,“ z ”坐标的散度,是严格意义上度量空气微团相对地面的水平面积相对变化率的物理量,式(18)表明,“ p ”坐标散度表达式也只是形式上与“ z ”坐标的相同,“ p ”坐标的散度不仅包含“ z ”坐标的散度值,即空气微团的水平辐散辐合,而且还表示“ p ”坐标系中温度平流的强弱,即大气斜压性的另一种影响表现。当大气中存在暖平流 $-\mathbf{V}_g \cdot (\nabla_z T)_p > 0$ 时,“ p ”坐标的辐合(辐散)弱(强)于“ z ”坐标系中的;当存在冷平流 $-\mathbf{V}_g \cdot (\nabla_z T)_p < 0$ 时,“ p ”坐标的辐合(辐散)强(弱)于“ z ”坐标系中的。因此,在斜压大气中,“ p ”坐标散度可能夸大或缩小了对空气微团水平辐散辐合的度量。在锋区(面)、高空锋区及附近大气斜压性强,温度平流较大,“ p ”坐标散度将明显夸大对冷锋、冷槽等系统的辐合程度,明显缩小对暖锋、暖切变等系统的辐合程度。不仅如此,由“ p ”坐标涡度方程中的散度项进一步可知,与大气斜压性密切相关的温度平流先引起辐散辐合的变化,进而造成局地的涡度变化,尤其是在锋区(面)、高空锋区及其附近。

综上所述,“ p ”坐标系中涡度、散度不仅分别表示空气微团自身的旋转、辐散辐合的动力特征,同时还反映了大气斜压性的热力特征。因此,在等压面分析中,用涡度及其变化反映环流系统的强度及演变时,不仅需要关注槽、切变线等系统自身,还需注意与这些系统相伴的水平风场及温度场分布以及这两种场之间的配置,区别出是系统自身的强度还是大气斜压性的强度及它们各自的变化,以及造成这种变化的原因,才能增强对天气系统的演变及其导致的某些天气现象发生的深刻理解。

本文只是从理论上讨论“ z ”“ p ”坐标系中涡度、散度的物理意义的差异,在实际中如何应用,乃是今后进一步研究工作的方向。

致 谢:多年来参加中国气象局干部培训学院及分院培训的诸多各级预报员,他们的勤学好问促使作者的不断思考,最终形成此文。

参考文献

- 蔡其发,黄思训,高守亭,等,2008. 计算涡度的新方法[J]. 物理学报, 57(6):3912-3919. Cai Q F, Huang S X, Gao S T, et al, 2008. A new method for calculating vorticity[J]. Acta Phys Sin, 57(6): 3912-3919(in Chinese).
- 陈碧莹,闵锦忠,2020. 华北“7·19”暴雨中低涡系统演变及多尺度相互作用机制研究[J]. 热带气象学报, 36(1):85-96. Chen B Y, Min J Z, 2020. A study on the evolution of vortex system and multi-scale interaction mechanism during the “7·19” rainstorm in North China[J]. J Trop Meteor, 36(1):85-96(in Chinese).
- 丁治英,黄海波,赵向军,等,2018. “莫拉克”台风螺旋雨带与水平涡度的关系[J]. 大气科学学报, 41(4):454-462. Ding Z Y, Huang H B, Zhao X J, et al, 2018. Relationship of spiral rain bands and horizontal vorticity in Typhoon Morakot[J]. Trans Atmos Sci, 41(4):454-462(in Chinese).
- 窦慧敏,丁治英,沈新勇,等,2019. 东北冷涡下一次飑线和 MCV 的形成与水平涡度的关系[J]. 热带气象学报, 35(5):709-720. Dou H M, Ding Z Y, Shen X Y, et al, 2019. The relationship between the formation of a squall line and MCV and the horizontal vorticity under cold vortex in Northeast China[J]. J Trop Meteor, 35(5):709-720(in Chinese).
- 何光碧,高文良,屠妮妮,2009. 两次高原低涡东移特征及发展机制动力诊断[J]. 气象学报, 67(4):599-612. He G B, Gao W L, Tu N N, 2009. The dynamic diagnosis on easterwards moving characteristics and developing mechanism of two Tibetan Plateau vortex processes[J]. Acta Meteor Sin, 67(4):599-612(in Chinese).
- 黄彬,代刊,钱奇峰,等,2013. 引发黄渤海大风的黄河气旋诊断研究[J]. 气象, 39(3):302-312. Huang B, Dai K, Qian Q F, et al, 2013. Diagnosis of Yellow River cyclone induced strong winds over Yellow and Bohai Seas[J]. Meteor Mon, 39(3):302-312(in Chinese).
- 黄思训,蔡其发,项杰,等,2007. 台风风场分解[J]. 物理学报, 56(5):3022-3027. Huang S X, Cai Q F, Xiang J, et al, 2007. On decomposition of typhoon flow field[J]. Acta Phys Sin, 56(5):3022-3027(in Chinese).
- 黄永明,倪允琪,2005. 长江中下游一次非典型梅雨锋中尺度暴雨过程的分析研究[J]. 气象学报, 63(1):100-114. Huang Y M, Ni Y Q, 2005. A case study on mesoscale heavy rainfalls without Meiyu frontal in the rain season of 2001[J]. Acta Meteor Sin, 63(1):100-114(in Chinese).
- 李娜,冉令坤,周玉淑,等,2013. 北京“7.21”暴雨过程中变形场引起的锋生与倾斜涡度发展诊断分析[J]. 气象学报, 71(4):593-605. Li N, Ran L K, Zhou Y S, et al, 2013. Diagnosis of the frontogenesis and slantwise vorticity development caused by the deformation in the Beijing “7.21” torrential rainfall event[J]. Acta Meteor Sin, 71(4):593-605(in Chinese).
- 吕美仲,侯志明,周毅,2004. 动力气象学[M]. 北京:气象出版社:9-128. Lyu M Z, Hou Z M, Zhou Y, 2004. Dynamic Meteorology [M]. Beijing:China Meteorological Press:9-128(in Chinese).
- 蒙伟光,张艳霞,袁金南,等,2014. 华南沿海 2011 年 7 月 15—18 日

- 持续暴雨过程中的季风槽与中尺度对流系统相互作用[J]. 气象学报, 72(3):508-525. Meng W G, Zhang Y X, Yuan J N, et al, 2014. Monsoon trough and MCSs interactions during the persistent torrential rainfall event of 15–18 July 2011 along the South China Coast[J]. Acta Meteor Sin, 72(3):508-525(in Chinese).
- 苗春生, 吴旻, 王坚红, 等, 2014. 一次浅薄低涡暴雨过程数值模拟及发展机制分析[J]. 气象, 40(1):28-37. Miao C S, Wu M, Wang J H, et al, 2014. Modeling of a shallow vortex heavy rainfall and analysis on its developing mechanism[J]. Meteor Mon, 40(1):28-37(in Chinese).
- 王丹妮, 丁治英, 王咏青, 等, 2020. 一次多弓状中尺度雨带的成因机理及其与水平涡度的关系[J]. 热带气象学报, 36(1):131-144. Wang D N, Ding Z Y, Wang Y Q, et al, 2020. The relationship between the formation mechanism of a multi-mesoscale-bow-rainband and horizontal vorticity[J]. J Trop Meteor, 36(1):131-144(in Chinese).
- 吴国雄, 2001. 全型涡度方程和经典涡度方程比较[J]. 气象学报, 59(4):385-392. Wu G X, 2001. Comparison between the complete-form vorticity equation and the traditional vorticity equation[J]. Acta Meteor Sin, 59(4):385-392(in Chinese).
- 伍荣生, 2002. 大气动力学[M]. 北京:高等教育出版社:1-120. Wu R S, 2002. Atmospheric Dynamics[M]. Beijing: Higher Education Press:1-120(in Chinese).
- 徐威, 周顺武, 葛旭阳, 等, 2017. 西北太平洋热带气旋快速增强阶段的风速分布特征[J]. 热带气象学报, 33(2):259-266. Xu W, Zhou S W, Ge X Y, et al, 2017. Wind speed distribution features of rapidly intensifying tropical cyclones in Northwest Pacific[J]. J Trop Meteor, 33(2):259-266(in Chinese).
- 阎琦, 温敏, 陆井龙, 等, 2016. 两次引发辽宁暴雪过程低涡的动力发展机制[J]. 气象, 42(4):406-414. Yan Q, Wen M, Lu J L, et al, 2016. Dynamic diagnosis on formation and developing mechanism of two vortices causing snowstorms in Liaoning[J]. Meteor Mon, 42(4):406-414(in Chinese).
- 杨大升, 刘余滨, 刘式适, 1980. 动力气象学[M]. 北京:气象出版社:85-192. Yang D S, Liu Y B, Liu S K, 1980. Dynamic Meteorology[M]. Beijing: China Meteorological Press:85-192(in Chinese).
- 姚秀萍, 吴国雄, 刘屹岷, 等, 2007. 热带对流层上空东风带扰动影响西太平洋副热带高压的个例分析[J]. 气象学报, 65(2):198-207. Yao X P, Wu G X, Liu Y M, et al, 2007. Case study on the impact of the vortex in the easterlies over the tropical upper troposphere on the subtropical anticyclone over Western Pacific Ocean[J]. Acta Meteor Sin, 65(2):198-207(in Chinese).
- 张小玲, 程麟生, 2000a. “96.1”暴雪期中尺度切变线发生发展的动力诊断 I: 涡度和涡度变率诊断[J]. 高原气象, 19(3):285-294. Zhang X L, Cheng L S, 2000a. Dynamic diagnoses of the genesis and development for the mesoscale shear line during “96.1” snowstorm. I: diagnoses of vorticity and vorticity variability[J]. Plateau Meteor, 19(3):285-294(in Chinese).
- 张小玲, 程麟生, 2000b. “96.1”暴雪期中尺度切变线发生发展的动力诊断 II: 散度和散度变率诊断[J]. 高原气象, 19(4):459-466. Zhang X L, Cheng L S, 2000b. Dynamic diagnoses of the genesis and development for mesoscale shear line during “96.1” snowstorm. II: diagnoses of divergence and its variability[J]. Plateau Meteor, 19(4):459-466(in Chinese).
- 郑永光, 陶祖钊, 俞小鼎, 2017. 强对流天气预报的一些基本问题[J]. 气象, 43(6):641-652. Zheng Y G, Tao Z Y, Yu X D, 2017. Some essential issues of severe convective weather forecasting[J]. Meteor Mon, 43(6):641-652(in Chinese).
- 周兵, 徐海明, 谭言科, 等, 2001. 1998年武汉大暴雨过程的切变涡度及非绝热加热垂直结构分析[J]. 气象学报, 59(6):707-718. Zhou B, Xu H M, Tan Y K, et al, 2001. Research on vertical section of shear vorticity and diabatic heating with Wuhan torrential rain in 1998[J]. Acta Meteor Sin, 59(6):707-718(in Chinese).
- 周玉淑, 冉令坤, 2010. 平流涡度方程及其在 2006 年 Bilis 台风分析中的应用[J]. 物理学报, 59(2):1366-1377. Zhou Y S, Ran L K, 2010. Advective vorticity equation and its application to the vorticity variation of Typhoon Bills in 2006[J]. Acta Phys Sin, 59(2):1366-1377(in Chinese).
- Wu R S, Hou Z M, 1991. Local potential and principle of vorticity conservation[J]. Acta Meteor Sin, 5(1):1-7.