

准平衡次天气尺度低空急流 附近的地转偏差

胡伯威

(武汉暴雨研究所)

提 要

本文讨论了在 $\varepsilon = \frac{1}{f_0 T} \sim 10^{-1/2}$ 的情况下, 次天气尺度非地转风场的性质和特点, 指出,

较强的非绝热源导致的低层降压, 其等变高线与等高线不相重合是造成低空急流中显著地转特征的主要原因。加热场的铅直分布则导致低空急流下方的超热成风特征, 也分析了除加热场外其它因素的作用。三个重要因素——潜热、动量平流和对流摩擦一致强迫在低空急流左侧形成强辐合。

一、前 言

近年国内外对次天气尺度扰动系统, 例如中国的西南低涡、江淮气旋, 美国的“中尺度对流复合体”, 日本的“梅雨锋上的中间尺度扰动”以及上列这些涡旋系统相联系的低空急流等做了不少分析、诊断和试验工作。其风场的地转偏差问题受到特别注意, 因为它与强降水的发生、发展有密切关系, 而且也可以从这里窥见次天气尺度扰动系统演变的机制。

经常看到, 次天气尺度扰动中, 风场辐合辐散比较强, 散度与涡度相比并不小一个量级, 大约只有半个量级的差别 ($1:10^{1/2}$), 严格说来不是准地转运动。但风场与温压场的配置还是很有规律的, 这一点与中尺度情况不同。Maddox 等^[1,2]用带通滤波分析和数值实验研究的结果都表明, 由积云群对流释放, 潜热驱动产生的中- α 尺度高度场、温度场与风场大体表现出地转适应的配置。他们认为在象中- α 尺度对流复合体这样的时间和空间尺度情况下, 地转折向力可以及时完成它的调整作用。但与此同时他们强调指出这种扰动中有相当强的散度场。王晓林等^[3]在一个次天气尺度数值模拟中分析了暴雨系统中地转偏差的特点, 将干模式与湿模式预报 700hPa 风场的地转偏差作了对比, 发现其间最大的不同在于湿模式预报的偏差风有一个明显的辐合中心。认为凝结热源对偏差风的作用除了增大其强度以外, 主要是“调整与扭转偏差风的方向, 使形成系统性的横跨等压线向一

个中心辐合的非地转流场。”

高守亭等^[4]将运动方程用小参数展开,导出风场的诊断方程,想说明变压风是偏差风的主要成份,而变压风是纯散度风性质的。变压风场的成因则被认为是高层辐散和凝结潜热释放。后者可解释偏差风往往向暴雨区辐合的现象。但尚待解释的是地转偏差的显著强度(在局限于小参数的量级 $\leq 10^{-1}$ 的情况下无法解释这一点)以及为什么偏差风使得低空急流附近是超地转而不是次地转的。

在此以前胡伯威^[5]针对有较强的凝结和对流加热以及对流摩擦的次天气尺度扰动特点,对方程组进行尺度分析,表明在 Rossby 数仍为 10^{-1} 量级(这适合除低空急流附近以外一般副热带次天气尺度扰动场的情况)的条件下,相当强度的非绝热加热和(或)对流摩擦可以导致这样一种平衡风场:其涡度场仍是准地转的,地转偏差是无旋的散度风,其量级是地转风的 $10^{-\frac{1}{2}}$,即只比地转风小“半个”量级。这些结果与上述观测和数值实验现象一致。对于这种扰动场,有类似于准地转的 ω 方程和发展方程,即关于准地转运动系统中的次级环流和发展的诊断关系仍适用于含有对流降水和中等强度地转偏差的次天气尺度系统。这是出现在副热带降水系统中的另一类“半地转”情况,它不同于 Hoskins 等^[6]的模式,后者是针对锋区附近存在双重 Rossby 数情况下的锋区横向环流和锋生问题,适用于中高纬度锋面气旋。

近年先后有 Hoke 和 Anthes^[7]、Lejenäs^[8]、Tarbell、Warner 和 Anthes^[9] 在中- α 尺度数值模式的初值化中,用地转风(或风的无辐散分量)加上根据 ω 方程由凝结加热场决定的散度风作为风场初值,对降水和中- α 尺度系统的数值模拟中得到很好的效果。这可能说明这样一种过滤风场较之其它形式的过滤风场更接近演变过程的实际,而它与文献[5]从理论上导出的那种平衡风场是一致的。

本文想说明,次天气尺度低空急流附近风场也在一定程度上包含上述特点,但有一些差别。在一定的限制条件下,它仍可能是一种“平衡的”风场。但同时也可出现显著的超地转性质。

二、低空急流的非地转性质

作者^[9]曾针对有热源和对流摩擦的情况将曾庆存^[10]的无因次风场表达式扩充为如下形式:

$$\left(\varepsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial t_1^2} + f_1\right)u_1 = -f_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial y_1} - \varepsilon \left(\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x_1 \partial t_1} - f_1 \frac{\lambda}{\varepsilon} a_v - f_1 \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon} a_u \right) + \varepsilon^3 \frac{\lambda}{\varepsilon} \frac{\partial a_u}{\partial t_1} + \varepsilon^2 \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon} \frac{\partial a_u}{\partial t_1} \quad (1)$$

$$\left(\varepsilon^2 \frac{\partial^2}{\partial t_1^2} + f_1\right)v_1 = f_1 \frac{\partial \phi_1}{\partial x_1} - \varepsilon \left(\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y_1 \partial t_1} + f_1 \frac{\lambda}{\varepsilon} a_u + f_1 \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon} a_v \right) + \varepsilon^3 \frac{\lambda}{\varepsilon} \frac{\partial a_v}{\partial t_1} + \varepsilon^2 \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon} \frac{\partial a_v}{\partial t_1} \quad (2)$$

其中 $\lambda = \frac{V}{f_0 L}$ 即 Rossby 数, $\hat{\lambda}$ 为表征对流摩擦强度的无因次参数, $\varepsilon = \frac{1}{f_0 T}$ 、 V 、

L 和 T 分别为风速、水平距离和时间的特征值, a_u 和 a_v 各为 u 和 v 的平流变率, d_u 和 d_v 则为 u 和 v 的对流摩擦变率(均指无因次化的)。

(1)、(2) 式已不是单纯的动量方程, 虽然没有显式的热源项, 但在一些时间导数项——特别是 ϕ_1 的时间导数项中可以隐含着热源作用。

在文献[5]中我们认为由于副热带一般风场软弱, 虽然次天气尺度特征距离 L 较小, 但仍有 $\lambda \sim 10^{-1}$ 。但当有强的低空急流出现时, 急流核附近风速往往达到 20 ms^{-1} 以上, 为一般次天气尺度扰动风速的 3 倍左右, 在这种情况下 $\lambda \sim 10^{-\frac{1}{2}}$ 。此外由于风速的铅直切变随风速的增大而增大, 对流摩擦(动量的对流混合)也显著起来, 假定其强度量级与风速平流相同, 即 $\lambda \sim \lambda \sim 10^{-\frac{1}{2}}$, 于是(1)、(2)式简化为如下风场诊断式:

$$u_1 = u_{s1} - \frac{\varepsilon}{f_1} \left(\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x_1 \partial t_1} - f_1 a_v - f_1 d_v \right) \quad (3)$$

$$v_1 = v_{s1} - \frac{\varepsilon}{f_1} \left(\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial y_1 \partial t_1} + f_1 a_u - f_1 d_u \right) \quad (4)$$

可以证明(参看文献[9]和[5])只要热源强度的量级等于或小于温度平流强度量级的 $10^{-\frac{1}{2}}$ 倍, 则在(3)、(4)式中 $\varepsilon \sim \lambda \sim 10^{-\frac{1}{2}}$ 。因此, (3)、(4)式右端括号中三项的量级均比地转风小半个量级, 而且它们和一般平衡方程一样, 排除了产生高频惯性-重力波的机制。在这个意义上, 它们也描述一种“平衡运动”。(3)、(4)式又可写成:

$$u' = u'_\phi + u'_a + u'_c \quad (5)$$

$$v' = v'_\phi + v'_a + v'_c \quad (6)$$

即地转偏差包含三个部分, 它们分别与变高场、风速平流和对流摩擦有关。动力气象教科书(例如, 参看杨大升等《动力气象学》p. 144—147)在一般情况下讨论了偏差风的分解及其物理意义。我们这里说明, 在“平衡运动”情况下, 上述三部分偏差仍可能是显著的。以下将讨论在低空急流的特殊场合下, 这些偏差风的性质。

$$1. \quad u'_\phi = -\frac{1}{f} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial t} \quad (7)$$

$$v'_\phi = -\frac{1}{f} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y \partial t} \quad (8)$$

这一部分就是一般熟知的“变压风”。

由(7)、(8)式:

$$\zeta'_\phi = \frac{\partial v'_\phi}{\partial x} - \frac{\partial u'_\phi}{\partial y} = 0$$

因此它是无旋的纯散度风, 垂直于等变高线。由于在一般情况下等变高线与等高线并不相重合, 因此这部分无旋的偏差风不一定垂直于无辐散的地转风, 仅由这一项就可以导致超地转和次地转现象。试分析梅雨带附近低空急流的两种典型情况:

(1) 发展的低涡东南侧的低空急流(图 1), 急流中心约在图中 A 点附近。一般说, 明显的负变高中心出现在低涡中心前方, 即其 ENE 方向。由于地转风与等高线相切, 而变

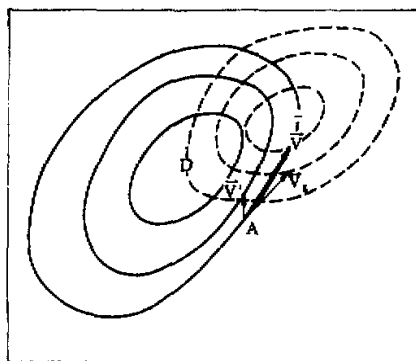


图 1 低涡 SE 侧低空急流的超地转示意图
实线为等高线, 虚线为等变高线

压风与等变高线垂直,于是如图所示,在A点附近两者相交呈锐角, $\vec{V}'_p \cdot \vec{V}_g > 0$, 这使低空急流附近风场趋向超地转。

(2) 发展的切变线横槽南侧的低空急流(图2), 急流轴附近等变压线仍与等压线相交。变压风亦与地转风交成锐角。因此也是超地转风场。

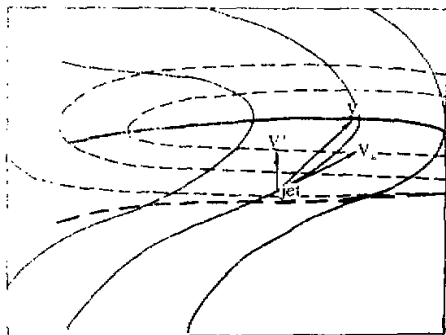


图2 发展的切变横槽附近低空急流的超地转示意图

虚线为等变高线,实线为等压线,粗虚线为切变线

“变压风”这个概念只说明某一部分偏差风与变压(变高)场之间的数量和形式关系,并没有说明这部分偏差风的原因。变压(变高)场本身是由各种热力、动力因子以及适应调整变化综合决定的。也正是这些因子制约着偏差风场。暴雨区和暴雨带中的对流和凝结加热是造成上述两种变高场的主要原因^[11,12]。我们积分文献[5]中(3.5)式来计算平衡演变过程(在这种过程中“扰源”带来的直接变化与响应的调整变化被看作是同步进行的)中加热场引起的涡度倾向场(乘以负值常数即可表示变高场)。假设加热层次在800hPa—200hPa之间,最大值在500hPa(定量描述略),计算得到如图3的涡度倾向分布图。正变涡(负变高)最大值在700hPa附近。向上向下陡然减弱。由(7)(8)式联系图1、图2可知,急流上超地转程度应与图中负变高场的强度成正比;变高最强的层次就是超地转最强的层次;在此以下形成超热成风。这说明熟知的低空急流下方超热成风观测事实可能与潜热加热场导致的负变高强度铅直分布特点有关。

当系统处于减弱阶段时,变压梯度与图1、图2所示的方向相反。低空急流附近将出现次地转现象。这也与观测分析中发现的规律一致。

$$2. \quad u'_a = \frac{1}{f} a_v = \frac{1}{f} \left(-u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (9)$$

$$v'_a = -\frac{1}{f} a_u = \frac{1}{f} \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (10)$$

这一部分偏差风是准平衡演变中响应动量平流的(严格说来响应动量平流的不只是这一部分。还有一部分包含在变压风中。参看下一节)。(9)、(10)式与坐标取向无关。取自然坐标则有:

$$v'_{sa} = -\frac{1}{f} K V^2 \quad (11)$$

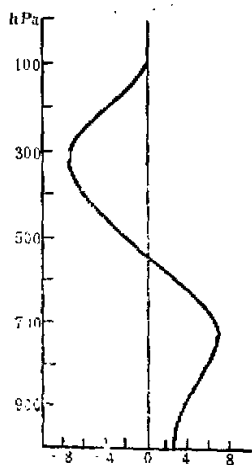


图3 潜热作用下 $\frac{\partial \zeta}{\partial t}$ 的铅直分布
(单位: 10^{-10}秒^{-2})

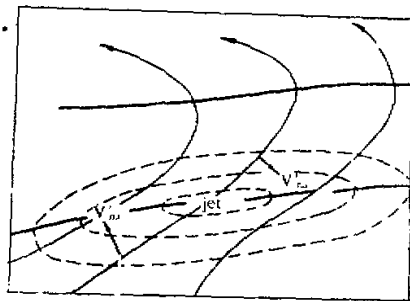


图4 低空急流附近与风速平流有关的法向偏差风
带箭头实线为流线,虚线为等风速线

$$V'_{na} = \frac{V}{f} \frac{\partial V}{\partial s} \quad (12)$$

V 为全风速, K 为流线曲率, V'_{sa} 和 V'_{na} 分别为该项偏差风的切向和法向分量。由(11)式,在流线为气旋性曲率处此项切向偏差为负值,导致次地转,反之则导致超地转。

由(12)式,在风速沿流线增大处(如图4所示,大致在急流轴右侧),法向偏差风为正值,指向流线左侧,即大致指向低压一侧。在风速沿流线减小处(大致在急流轴左侧),法向偏差风为负值,指向流线右侧,即大致指向高压一侧。由(9)、(10)式(忽略 f 的变化)可得到:

$$\text{div } \vec{V}'_a = \frac{1}{f} a_\zeta - \frac{1}{f} D \cdot \zeta \quad (13)$$

a_ζ 为相对涡度平流, D 为全散度, ζ 为相对涡度。可以证明,(13)式右端第2项比第1项小半个量级。因此这类偏差风的散度性质取决于涡度平流,在正涡度平流区为辐散,负涡度平流区为辐合。由于切变线附近为强的正涡度带。南侧流线与密集的等涡度线相交。因此在低空急流轴与切变线之间有强的负涡度平流(图5是文献[13]中的一个实例)导致较强的辐合。

此外不难证明 $\vec{V}'_a$ 是有旋度的,这一点与 $\vec{V}'_s$ 不同。

$$3. \quad \mu'_c = \frac{1}{f} a_v \quad (14)$$

$$v'_c = -\frac{1}{f} a_u \quad (15)$$

这一部分偏差风是响应动量对流摩擦变化的(同样,响应动量对流摩擦变化的偏差风

还有另一部分包含在“变压风”内),这里只能定性地估计深对流造成的动量交换及其对偏差风的影响。旋转坐标轴,使(14)、(15)式中 u'_c 和 v'_c 分别置于流线的切向和法向。低空急流所在高度与高层(对流层中、上部)和更低层(积云底附近)都有动量交换。两层之间动量交换导致各自的平均加速矢量与两者之间的铅直切变有关。在梅雨低空西南风急流上方,对流层上部一般是西北风。因此高层动量下传带来的低空急流所在层加速 a_{1u} 和 a_{1v} 方向应与图 6a 所示铅直切变矢量一致。如图,其切向分量 $a_{1u} < 0$, 法向分量 $a_{1v} < 0$ 。于是由(14)、(15)式可知 $u'_{1c} < 0$, $v'_{1c} > 0$ 。



图 5 1980 年 6 月 24 日 08 时 850hPa
涡度场和流场图

虚线为等涡度线(单位: 10^{-4} 秒 $^{-2}$),带箭头
实线为流线,粗实线为切变线

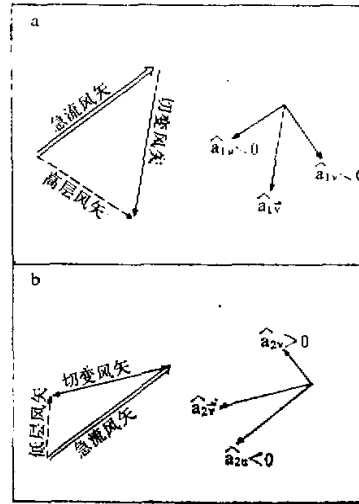


图 6 低空急流与高层和低层动量交换
导致的加速度

a: 高层动量下传引起的加速度,
b: 低层动量上传引起的加速度。

在急流下方则一般转偏南风,风速相对小,因此动量上传带来急流所在层的加速如图 6b, $a_{2u} < 0$, $a_{2v} > 0$ 。由(14)、(15)式知 $u'_{2c} > 0$, $v'_{2c} > 0$ 。可见在这里 v'_{1c} 和 v'_{2c} 均为正。因此响应对流摩擦的偏差风指向流线左侧,亦即大体上指向急流轴左侧。这是因为 $a_{1u} < 0$ 和 $a_{2u} < 0$ 的物理意义是低空急流的切向动量通过对流向上、下两方扩散,因此要有一个正的法向偏差风通过科氏力在动力上与之平衡。而松本^[4]的出发点是认为对流使高层向低空急流输送切向动量,因此导出的偏差风和次级环流与上述结果相反。

另一方面,由于 u'_{1c} 与 u'_{2c} 反号,可能使这一项对超地转或次地转性质的影响不显著。

三、因果关系的讨论

上一节(3)、(4)两式右端括号内包含变高梯度项、动量平流项和对流摩擦项三部分。其中变高梯度项包含着等压面位势对时间的导数。但在上述准平衡运动中,也由各个现

时的状态函数(即所谓“扰源函数”)决定了变高场本身。

在相应条件下的位势倾向方程可写成下列无因次形式(根据文献[10]和[5]有关式子导出):

$$\left(f_1 \frac{\partial}{\partial z} z^2 \frac{\partial}{\partial z} + \mu^2 \Delta \right) \frac{\partial \phi_1}{\partial t_1} = - \frac{\lambda}{\varepsilon} \left[\left(\mu^2 f_1 a_D - f_1 \frac{\partial}{\partial z} z a_T \right) + \varepsilon \mu^2 \frac{\partial a_D}{\partial t_1} \right] - \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon} \mu^2 f_1 \hat{a}_D + \frac{\hat{\lambda}}{\varepsilon} f_1 \frac{\partial}{\partial z} z \hat{a}_T \quad (16)$$

其中 a_D 和 a_T 分别为动量平流的涡度和散度, a_T 为温度平流, $\hat{a}_T$ 为非绝热加热率(均已无因次化), $\hat{\lambda}$ 为表征 $\hat{a}_T$ 特征强度的无因次参数。按上一节对加热率的限制应有: $\hat{\lambda} \sim \lambda \sim 10^{-1}$, 其余字符定义参看文献[10]。

(16)式不能直接代入(3)和(4)式,但可看到,由(16)式可决定 $\frac{\partial \phi_1}{\partial t_1}$ 场,其中仅方括号中第3项含时间导数,但这一项多一个小参数 ε ,比其余各项小半个量级。而由(3)、(4)式决定的偏差风已比地转风小半个量级,因此如果把(16)式的解代入(3)、(4)式,则这一项的影响可以忽略。

因此偏差风最终取决于加热场、温度平流、动量平流、对流摩擦等各种扰源,并且各占一定份额。其中动量平流和对流摩擦的影响除如前节所述包含在(3)、(4)式右端最后两项以外,还有一部分通过(16)式包含在(3)、(4)式变高梯度项内。

这里因果关系表现在:只要各项扰源场的强度限制在 $\lambda \leq 10^{-1}$, $\hat{\lambda} \leq 10^{-1}$, $\hat{\lambda} \leq 10^{-1}$ 的条件下,偏差风场就可以按一定的关系“响应”各项扰源场,使演变过程相对平稳($\varepsilon \leq 10^{-1}$),即维持一种相对平衡状态。这种偏差风场即一般所谓“过滤的”偏差风场。一旦发生显著偏离这种平衡状态的情况,变化的速率将超过 $\varepsilon \leq 10^{-1}$ 的限度,这时会激发出高频的惯性-重力波,并通过波能量的频散,使偏差风场经历一个短暂的调整过程,回复到准平衡过程继续进行(这种快速调整也是由偏差风场来完成的。但当高频振动衰减下来时,它首先调整了自己)。在这个意义上可认为是各项扰源场按一定的规律“控制着”偏差风场。

本文推导中虽没有直接涉及适应过程,但适应关系隐含在对小参数的限制中,亦即隐含在对方程的恰当简化中。

四、主要结论

文献[10]中曾指出,在绝热无摩擦前提下一般所谓非地转平衡风场是在 $\lambda \sim 10^{-1}$ 的条件下由于相应强度的惯性力所致。文献[5]又指出即使在 $\lambda \leq 10^{-1}$ 的情况下,适当强度的热源和对流摩擦还可导致另一种形式的非地转平衡风场。本文分析了这些条件同时存在时所形成的更复杂的非地转平衡风场的性质。其基本特点仍是场变化的时间尺度比地转惯性周期约大半个量级,即 $\varepsilon^2 = \left(\frac{1}{fT} \right)^2 \sim 10^{-1}$ 。偏差风约比地转风小半个量级。

非绝热热源导致的准平衡的偏差风场是无旋、有势的(即散度风)但由于等变高线一

般不与等高线重合,这种无旋的偏差风不一定垂直于无辐散的地转风。所以仍可出现显著的超地转或次地转现象。

在流线弯曲的情况下,可以有响应动量平流的切向偏差风,而低空急流轴往往处于反气旋性曲率到气旋性曲率的过渡带,这里流线曲率近于零,因此这部分切向偏差在急流附近不强。动量的对流交换对低空急流附近的切向偏差也没有显著影响。因此导致低空急流显著超地转现象的主要原因是伴随着强降水的潜热加热场作用。主要由潜热场导致的低层强负变高区位于急流轴下游方向。变压风沿流线的切向分量很大,使这里风速成为明显超地转的。在系统减弱阶段,变压梯度逆转,风速变为次地转的。

响应潜热、风速平流和对流摩擦的三部分偏差风在低空急流轴左侧都是辐合的。

参 考 文 献

- [1] Maddox, R. A., D. J. Perkey and J. M. Friisch, 1981, Evolution of upper-tropospheric features during the development of a mesoscale convective complex, *J. Atmos. Sci.*, Vol. 38, p. 1664—1674.
- [2] J. M. Friisch and R. A. Maddox, 1981, Convective driven mesoscale weather systems aloft. Part I: Observation, *J. Appl. Meteor.*, Vol. 20, p. 9—19, and Part II: Numerical Simulations, *J. Appl. Meteor.* Vol. 20, p. 20—26.
- [3] 王晓林等, 1982, 次天气尺度系统数值预报问题——急流和非地转热成风分析, 北方天气文集 (2), p. 103—113.
- [4] 高守亭、孙淑清, 1984, 次天气尺度低空急流的形成, 大气科学, Vol. 8, No. 2, p. 178—188.
- [5] 胡伯威, 1982, 副热带天气尺度系统短期演变的泛淮地转机理, 大气科学, Vol. 6, p. 422—431.
- [6] Hoskins, B. J., and F. P. Bretherton, 1972, Atmospheric frontogenesis models: Mathematical formulation and solution, *Atmos. Sci.* Vol. 29, p. 11—37.
- [7] Hoke, J. E and R. A. Anthes, 1977, Dynamic initialization of a three-dimensional primitive equation model of Hurricane Alma of 1962, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 105, p. 1266—1280.
- [8] Lejenäs, H., 1977, Initialization of primitive equation models—Some aspects of including a divergent wind component into the initial state, *Beitr. Phys. Atmos.*, Vol. 50, p. 154—168.
- [9] Terbell, T. C., T. T. Warner and R. A. Anthes, 1981, The initialization of the divergent Component of the horizontal wind in mesoscale numerical weather prediction model and its effect on initial precipitation rates, *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 109, p. 77—95.
- [10] 曾庆存, 1963, 大气运动的特征参数和动力学方程, 气象学报, Vol. 33, No. 4, p. 472—483.
- [11] 黄仕松等, 1976, 江淮气旋发生发展和暴雨过程及有关预报问题的研究, 大气科学, 试刊, No. 1, p. 27—41.
- [12] 斯公望, 1976, 一次江淮气旋发生发展动力因素的计算分析, 大气科学, 试刊, No. 2, p. 6—17.
- [13] 胡伯威, 1986, 对我国次天气尺度系统的一些认识, 气象科技, 第2期, p. 21—29.
- [14] Matsumoto, S., Ninomiya, K., 1971, Characteristic feature of “Baiu” front associated with heavy rainfall, *Jour. of Meteor. Soc. Japan.*, Vol. 49, No. 4.