

短时天气预报译文集

DUANSHI TIANQI YUBAO YIWENJI

空军第七研究所

一九八五年十月

短时天气预报译文集

目 录

一、短时天气预报理论

一个具有航空预报可能的简单的拉格朗日预报系统·····	(1)
采用准地转理论认识对流层低层天气尺度的垂直运动·····	(5)

二、短时天气预报的试验研究

国家强风暴预报中心改进短时航空咨询最近的技术进展·····	(15)
预报中尺度对流天气系统试验·····	(22)
高原地区对流降水的可预报性	
——中尺度外流的分析能有助于短期预报吗? ·····	(29)
用局地 AFOS MOS 程序 作地面风的预报·····	(38)
单站预报试验的结果·····	(49)
利用中尺度分析和高空引导气流进行客观短期天气预报试验·····	(54)
用局地AFOS MOS程序 (LAMP) 作华盛顿特区天气局预报台责任预报区	
降水类型预报得出的一些结果·····	(64)
短时预报作业实验·····	(73)
局地强风暴 2-6 小时业务客观预报与国家气象局正式监测的比较验证·····	(78)

三、短时天气预报方法

借助业务交互式图形系统进行天气、能见度和云幕的分析和预报·····	(86)
地面客观分析在估计强对流可能性中的业务使用·····	(88)
广义指数马尔科夫 (GEM) 模式·····	(93)
辐射雾演变期间温度、湿度和风的详细中尺度分析·····	(103)
MERIT——一个高层大气 航空预报新方法·····	(110)
关于近地面温度的短期预报方法·····	(116)
近地面空气湿度数值预报的结果·····	(119)
1—3 小时能见度的客观预报方法·····	(124)
考虑积雨云中空气下沉运动的阵风预报·····	(132)
大雨短时预报法·····	(135)
新旧两种MOS方式日最大风速预报结果的比较 (节译) ·····	(145)
降雨的短时预报法及其验证·····	(153)
雷达回波的客观外推·····	(159)

四、短时天气预报系统及自动化

计算机文字预报的现场评定和某些近期变化·····	(164)
天气预报中人和机器的未来作用·····	(172)
机场短时天气预报用的对话式计算机显示系统·····	(179)
利用人/小型计算机/超级计算机对话的数值天气预报系统·····	(184)
空军全球天气中心的人机作用问题·····	(189)
中尺度预报的原型工作站：九十年代的展望·····	(192)
附：本文集出现的部分英文缩略语·····	(203)

一个具有航空预报可能的简单的 拉格朗日预报系统

Ralph A. Peterson

(NASA 戈达德空间飞行中心大气科学实验室)

Jeffrey H. Homan

(通用软件公司)

一、引言

人们早认识到,各种业务数值天气预报模式平滑了热力场和低估了急流附近观测到的风速和风切变(图1,略。见Horn, Peterson和Whittaker, 1976)。这又影响到不能正确估计燃料消耗和飞行续航时间。

先前的一些诊断研究中,曾成功地应用了一个简单而快速的拉格朗日轨迹法(Petersen和Uccellini, 1979)追踪空气质点穿越观测到的急流而没有损失风的最大强度。该方法成功的关键在于把一个有效的、高分辨率的等熵客观分析标准程序应用于一组完备的探空报告。但,由于进行轨迹计算不仅需要初始速度和位势场,而且需要位势倾向场,故迄今该方法还仅限于事后作实例分析应用。

本文介绍一个采用从简单、多层、位势涡度守恒等熵模式获得的位势倾向场的轨迹预报方法。当与小尺度初始分析一起应用时,该模式能客观地计算出质量场中的短期平流变化。由于所使用的方法既简单,计算又快,不需要大容量计算机资源就有可能帮助确定航线、估计燃料用量以及发现晴空湍流。

下面几节将简短地回顾一下客观分析和轨迹预报方法,然后将更加详细地描述平流模式和给出一些初步结果。

二、客观轨迹法与分析法

这里所用的轨迹法系基于一个运用显式运动方程的“离散模式”表达式。它提供客观、迅速与节约的轨迹计算;对气旋与反气旋气流两者都是稳定的;又是能量守恒的,并明显地计及倾向空间变化对沿质点路径的加速度的影响。该方法需要知道质点初始速度和初始与最终位势场或者初始位势的结构与位势倾向场。

轨迹法的早先应用,仅限于能由相继探空场确定位势倾向场的诊断实例分析研究。使用一组3小时一次的Sesame(猛烈环境风暴与中尺度试验)高空资料得到的一些结果再次强调了需使用蒙哥马利(Montgomery)流函数场的高分辨率的分析,还揭示出探空观测时间间隔之间的位势倾向12小时时间演变的好处(Kocin等人, 1982)。非线性倾向变化的模拟技术已成功地应用于正在加强的槽和脊周围对流层上层气流的进一步研究(Uccellini等

人, 1983)。

本文中, 高层蒙哥马利流函数时间演变的预报, 是用一个计算上简单的预报模式来获得的。预报模式设计成藉初始质量分析以保持可能的最大清晰度。模式初值化所用的分析系由Petersen (1979) 推导出来的一个以剖面图为基础的三维客观分析技术来获得。为得到质量场分析, 把几组剖面图置于近南—北向, 横切经—纬网格区 (图2A)。运用一个类似于Whittaker与Petersen (1977) 的客观剖面程序获得每个剖面的格网阵交点上各等熵层上的气压值。一旦整组剖面分析完, 就使用先前推导出的交点数据, 沿每个格网阵列分析横向剖面 (图2B)。蒙哥马利流函数场则由流体静力积分得到。地转风场给热力加强风的分析提供初猜场。该技术在数据丰富的地区诸如美国大陆产生详尽和正确的分析, 而且已经证明十分有效与经济。

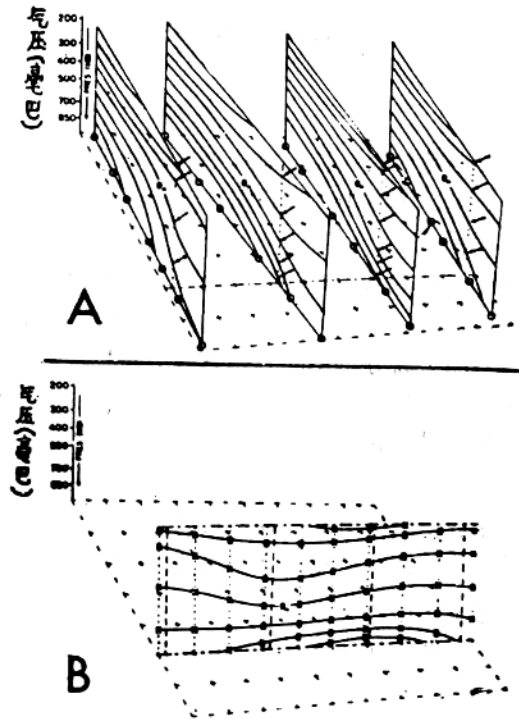


图 2 等熵分析法三维图

用这个方法得到的分析, 提供用于轨迹计算的初始蒙哥马利流函数场 (后面要讲到这个问题)。此外, 高层蒙哥马利流函数场和对流层质量分析为下节描述的数值模式提供初始条件。

三、一个简单的、短期等熵预报模式

目前, 正研制一些日益完善的数值模式, 模拟24小时及24小时以上中尺度过程的整个动力学细节 (Kaplan等人, 1982; Anthes和Keyser, 1979)。由于这些模式的解变得愈来愈详尽, 因此对用以积分该模式的计算机要求也变得愈来愈迫切。这本身又把它们的应用限于大型计算机设备。

Whittaker与Wash (1980) 注意到了许多短期大气过程本质上主要是平流过程。为了给这类过程提供一个经济的预报能力, 研制了一个简单、等熵、位势涡度守恒模式, 它只需要最小的硬件资源。虽然, 等熵、位势涡度预报过去已完成 (Bleck, 1973), 可是这里所描述的方法采用了显著不同的途径。

首先把它设想成为一个用以改进强风暴形势下水汽与静力稳定度预报的方法, 该模式的结构使它特别适用于对流层上层的航空预报。先叙述一下该模式的物理过程与数学原理, 然后介绍一个实例分析应用的初步结果, 接着给出一些推导的预报轨迹的例子。

本论文中所用的三维绝热等熵模式系用一个“动力/经验”混合近似推导出来的, 使短期预报能相对简单、迅速和计算稳定。该模式从大气层顶向下延伸, 穿过若干等熵层, 把大气分为两个彼此独立的计算区 (图3)。在高层大气中, 一个单一的平流层从 $P=0$ 延

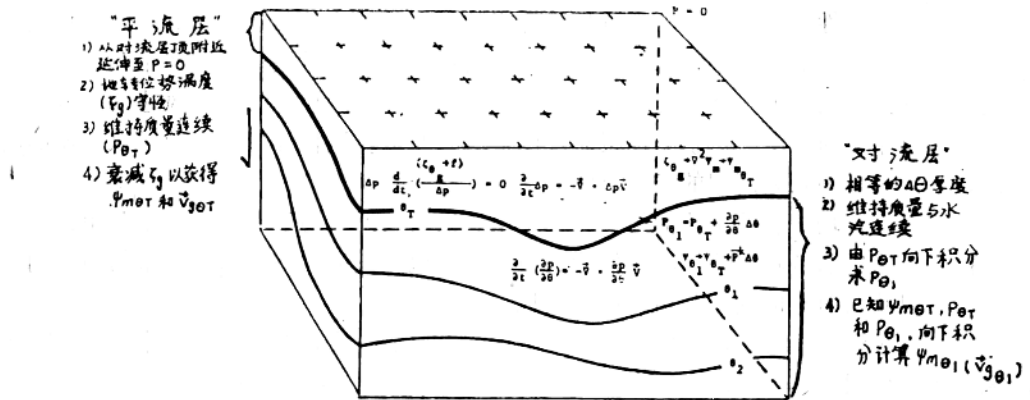


图3 平流模式结构示意图

伸到紧接在对流层顶之上的等熵层 (θ_T)。在这一层之内, 采用了地转位势涡度守恒与质量连续两个约束条件。假设该层中气流是绝热、无摩擦的, 且在很低的压力下温度变成常数, 该预报方程可写成:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{(\bar{\zeta}_{\theta_T} + f)}{\Delta p} \right] = 0 \quad \text{及} \quad \frac{\partial}{\partial t} \Delta p = -\bar{\nabla} \cdot \Delta p \bar{\mathbf{V}} \quad (1)$$

式中, $\bar{\zeta}_{\theta_T}$ 为顶层中的平均地转涡度, Δp 为垂直通过该层的气压差, $\bar{\mathbf{V}}$ 为该层的有代表性的平流速度, 实际上, $\bar{\mathbf{V}}$ 作为该层平均地转风 $\bar{\mathbf{V}}_g$ 的一个函数。方程(1)可进一步组合以解出一个预报的涡度方程, 它把地转涡度的局地变化同位势涡度平流和局地稳定度变化的影响两者联系起来。

起初, $\bar{\mathbf{V}}_g$ 与 $\bar{\zeta}_{\theta_T}$ 是作为等熵层 (θ_T) 蒙哥马利流函数 (ψ_m) 场分析所获得的其中几分之一计算的。这一层中的气压变化 Δp 则用连续性相关计算, 在此之后导出新的涡度场, 然后衰减之以获得一个新的 ψ_m 的分布。由此, 就可得到等熵层上每个时间步长的 $\bar{\mathbf{V}}_g$ 与 p 的预报值。

在对流层内, 任何层数的常数等熵厚度可向下往地面延伸 (图3)。在这些层中的每一层内, 只有等熵质量连续的限制须加上, 以完成三维预报过程。例如, 考虑从 θ_T 延伸到

θ 的一层。对绝热流，质量连续要求：

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{-1}{g} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) \right] = - \vec{\nabla} \cdot \left[\frac{-1}{g} \frac{\partial p}{\partial \theta} \right] \vec{V} \quad (2)$$

其中 $\frac{\partial p}{\partial \theta}$ 为等熵层的气压厚度。已知初始 $\psi_{m,T}$ 、 $\psi_{m,0}$ 以及一个有代表性的速度（它是该层的 $\vec{V}_s$ 的一个函数），可得到预报的气压厚度。由于已经预报了 $p_{0,T}$ ，加上新的气压厚度即可获得预报的 P_0 ，这又能与预报的 $\psi_{m,T}$ 的值结合起来，用测高公式获得预报的 $\psi_{m,1}$ ，即：

$$\frac{\Delta \psi}{\Delta \theta} = C_p \left(\frac{p}{1000} \right)^K, \quad K = \frac{R_d}{C_p} \quad (3)$$

其中， p 是该层中的平均气压。照此，可将该方法经由若干层次向下延伸，以完成这个预报过程。

使用“有代表性的风”（它是可直接计算出的预报的地转风的一个函数）是简化这个近似的关键。在现行的方法中，初始分析之每个格点上的观测风被分解成两个分量，一个沿着地转风气流方向，另一个垂直于这个气流。然后这些分量用总的地转风速的百分数来表示，并加以相应的限定。在整个预报时段内，这些非地转风估计值沿着地转风气流的平流，约为模式中别处所用的平流风的 40%。（百分数基于这样一个事实，即 θ_T 上的地转急流是通过 $\zeta_{0,T}$ 场的衰减来传播的。其梯度由风沿最大风速边缘平移，而不是由最大风本身平移。）然后把沿着地转气流的估计值与正交于地转气流的估计值和预报的地转向量结合起来，以获得每个时间步长所用的平流风。

这里，亦应注意，为了保持原始分析中出现的最大清晰度，在平流计算中应用了一个在迎风象限中使用数据的三次方拟合的迎风有限差分公式（这方面更多的讨论参见 Lawyer, 1982）。

四、一个初始实例分析应用的结果（略）。

五、结语（略）。

原文出处：9th Conf. on Aerospace and
Aeronautical meteorology, p.

123—128, 1983. 6. 6—9

译者：杨 斌

校者：王荣华

采用准地转理论认识对流层 低层天气尺度的垂直运动

Peter Zwack

(加拿大蒙特利尔市魁北克大学物理系)

Gilles Babin

(加拿大大气环境局)

1. 引言

在天气学中,天气尺度垂直运动仍然是最难定的参数之一。计算该参数有许多可用的方法,但由于垂直运动不能直接测定,因此,这些方法实际上是得不到验证的。而唯一可行的是依据其与云和降水的关系来估计。然而云和降水特征也只不过是天气尺度垂直运动的部分结果罢了。

垂直运动通常采用连续方程并垂直积分水平散度来计算。为了算出水平散度,运动学方法采用了实测(探空)风场。因风观测受到微尺度和中尺度天气学系统的“污染”(Contaminated),故资料需要加以过滤。这种方法在边界层(BL)中是可以用的,因为在那里散度具有 $10^{-8}s^{-1}$ 的量级,而到了自由大气层,散度量级较小($10^{-9}s^{-1}$),其结果常使天气尺度的散度与观测误差和中尺度特性混在一起而失掉。

运动学方法即使当它能用时,其也不能给出有关散度和垂直运动的产生原因。然而,根据大尺度流场水平作用力具有准平衡这一事实建立起来的准地转理论却提供了一种计算和了解散度和垂直运动的技术方法,但这种方法仅适用于大(天气)尺度且缓变的天气学系统中。

准地转垂直运动常常是通过解经典 ω 方程来计算。这种方程类似于Holton (1979)所描述的那种形式。它是一个两阶偏微分方程,它的解需要两个水平边界条件和两个垂直边界条件。通常采用的两个垂直边界条件是:在大气层顶或附近(即 $P=0$), $\omega=0$ 。在边界层顶 ω 取为已知值。但水平边界条件是一个问题,一般必须取一个很大的范围,致使水平边界条件的误差不传播到垂直运动的诊断区域中。由于这个问题,为了采用准地转理论去计算和了解垂直运动,人们(Holton 1979, Carlson 1982, Sanders 1971)常常把具有复杂结构的天气系统用简单易分析的天气系统进行模拟。

然而,我们还可以对 ω 方程加以修改,使水平边界条件减少。这要用到包括地面气压倾向在内的资料。地面气压倾向场一般在经典的准地转理论中是不用的。

这里所介绍的定性诊断对流层低层垂直运动的方法,在加拿大大气环境局训练部门的预报教程中已被采用。蒙特利尔的魁北克大学已将它发展,那里正实施一个对该方法进行

定量试验的计划。

2. 准地转理论重述

常见的准地转方程可由下述一系列方程式来导出：

$$\frac{\partial \zeta_s}{\partial t} + \vec{V}_s \cdot \nabla (\zeta_s + f) = -f_0 (\nabla \cdot \vec{V}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial P} = -(\nabla \cdot \vec{V}) \quad (2)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla T + \omega \frac{\partial T}{\partial P} = \frac{\alpha}{c_p} \frac{dP}{dt} + \frac{q}{c_p} \quad (3)$$

$$P = \rho R T \quad (4)$$

$$\frac{\partial P}{\partial Z} = -\rho g \quad (5)$$

其中(1)是准地转涡度方程，(2)是连续方程，(3)是用状态方程(4)的微分形式改写的热力学第一定律，而(5)是静力学方程。

第一个方程适用于风几乎是地转(即准地转)的大气中，后面四个方程基本上任何地方均适用。

我们现作一些不同的处理，来推出一些与Holton所得到的常用的经典 ω 方程相异的表达式。首先，定义地转涡度：

$$\zeta_s = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \Phi \quad (6)$$

而它的倾向是：

$$\frac{\partial \zeta_s}{\partial t} = \frac{1}{f_0} \nabla^2 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (7)$$

从测高(hypsometric)方程(由(4)式和(5)式结合而成)出发，我们通过地面气压 P_0 和温度的垂直分布可计算某一气压面上某一点的地转位势高度，其有下式：

$$\Phi = R \int_P^{P_0} \frac{T}{P} dP \quad (8)$$

其倾向为，

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = R \int_P^{P_0} \frac{\partial T}{\partial t} \frac{dP}{P} + \frac{R}{P_0} T_0 \frac{\partial P_0}{\partial t} \quad (9)$$

把(9)式代入(7)式，地转涡度倾向变成：

$$\frac{\partial \zeta_s}{\partial t} = \frac{R}{f_0} \int_P^{P_0} \nabla^2 \frac{\partial T}{\partial t} \frac{dP}{P} + \frac{1}{\rho_0 f_0} \nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} + \Delta(\text{非常小的项}) \quad (10)$$

这个非常小的项出自拉普拉斯算子的作用。依据尺度分析，它们要比两个保留项小两个量级。这两个保留项习惯上称为热成风涡度倾向($\frac{\partial \zeta_T}{\partial t}$)和地面地转涡度倾向($\frac{\partial \zeta_0}{\partial t}$)。我们现在把(10)式代入(1)式中，可得到散度方程：

$$\nabla \cdot \vec{V} = \frac{-R}{f_0} \int_P^{P_0} \left(\nabla^2 \frac{\partial T}{\partial t} \frac{dP}{P} \right) + \frac{1}{\rho_0 f_0} \nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} - \frac{1}{f_0} [\vec{V}_e \cdot \nabla (\zeta_e + f)] \quad (11)$$

当把(11)式用于自由大气低层 ($\sim 850\text{mb}$) 时, 我们根据易于证实的经验, 做下述简化:

1) 在850mb, 地转位势高度场的形势与地面气压场的形势相当接近, 因此, 850mb 的地转位势高度场的变化也相当于地面气压场的变化, 即指 $\left(\frac{\partial \zeta_e}{\partial t}\right)_{850} \approx \left(\frac{\partial \zeta_0}{\partial t}\right)_0$ 。从850mb 的大气层的热成风涡度倾向当与地面地转涡度倾向相比一般较小这一事实中也能得到相类似的结论。

2) 在自由大气低层 ($\sim 850\text{mb}$), 地转涡度平流通常能被忽略。这个简化尤其对于对称的强天气系统更为适宜。

有些情形是不能采用上述两种简化的。涡度平流在850mb上计算, 并在这个重要的地方采用它。热成风涡度倾向的大小由于需要这层的 $\nabla^2 \frac{\partial T}{\partial t}$, 因此判断起来显得困难, 平时并不适用。不过, 我们从(3)式可算得:

$$\nabla^2 \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla^2 (\vec{V} \cdot \nabla T) + \nabla^2 \left(-\omega \frac{\partial T}{\partial P} + \frac{\alpha}{c_p} \frac{dP}{dt} \right) + \frac{1}{c_p} \nabla^2 q \quad (12)$$

这里我们记 $\omega = \frac{dP}{dt}$, 而状态稳定度则记为: $S = \frac{\alpha}{c_p} - \frac{\partial T}{\partial P}$ 。在(12)式中, 右边第一项能由平时常用的资料计算。右边第二项只要 ω 被算出, 它也能计算。右边第三项只能从对天气尺度热源和热汇的了解中定性估算。应注意象太阳那样的均匀热源存在并不重要 ($\nabla^2 q = 0$), 而只有相对热源的极大值和极小值在这里才起作用。从测定及估算各项对热成风涡度倾向的贡献大小中, 我们可以检验热成风涡度倾向起重要作用的各种天气形势, 并采用这些计算值。

但一般说来, 在自由大气低层, 由于涡度平流和热成风涡度倾向要比地面地转涡度倾向小, 因此, 由(11)式, 该层的散度通常被简化为:

$$\nabla \cdot \vec{V} = -\frac{1}{\rho_0 f_0} \nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} \quad (13)$$

在我们把(13)式用到简单系统之前, 我们有必要弄清这种计算自由大气低层散度的方法与采用对流层中层涡度平流的垂直分布和平均温度(厚度)平流来计算散度的惯常方法有何关系。

首先我们把(12)式代入(11)式中, 并采用连续方程(2)式, 我们将得到:

$$\begin{aligned} f_0 \frac{\partial \omega}{\partial P} = -f_0 (\nabla \cdot \vec{V}) &= \frac{1}{\rho_0 f_0} \nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} + \frac{R}{f_0} \int_P^{P_0} \left[-\nabla^2 (\vec{V} \cdot \nabla T) + \nabla^2 S \omega \right. \\ &\quad \left. + \nabla^2 q \right] \frac{dP}{P} + \vec{V}_e \cdot \nabla (\zeta_e + f) \end{aligned} \quad (14)$$

现在对(14)式从大气层顶 $P = 0$ (在那里, ω 常取为 0) 到边界层顶 $P = P_{BL}$ (其中 $\omega = \omega_{BL}$) 进行积分, 由Holtner和Williams (1980) 推出的结论, 我们有:

$$\omega_{BL} = \omega_0 - \frac{g}{f_0} \rho_0 C_D \zeta_0 \quad (15)$$

其中 ω_0 是地形作用引起的垂直运动, 而(15)式右边第二项是摩擦效应 (C_D 是阻力系

数), 有时也称为Ekman振荡效应 (Holton 1979)。积分后, 并用(15)式, 则有:

$$f_0 \omega_0 - g \rho_0 c_D \xi_0 = \frac{P_{BL}}{\rho_0 f_0} \nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} + \int_0^{P_{BL}} \vec{V}_g \cdot \nabla (\xi_* + f) dP + \frac{R}{f_0} \int_0^{P_{BL}} \int_P^{P_0} \left[\left(\nabla^2 (-\vec{V} \cdot \nabla T) \right) \nabla^2 S \omega + \nabla^2 \frac{q}{c_p} \right] \frac{dP}{P} dP \quad (16)$$

解(16)式求出地面地转涡度倾向, 我们有:

$$\frac{\partial \xi_0}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0 f_0} \nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} = \overbrace{f_0 \omega_0 - g \rho_0 c_D \xi_0}^{\omega_{BL}} - \frac{1}{P_{BL}} \int_0^{P_{BL}} \vec{V}_* \cdot \nabla (\xi_* + f) dP - \frac{R}{P_{BL} f_0} \int_0^{P_{BL}} \int_P^{P_0} \left[\left(\nabla^2 (-\vec{V} \cdot \nabla T) \right) \nabla^2 S \omega + \nabla^2 \frac{q}{c_p} \right] \frac{dP}{P} dP \quad (17)$$

所得方程(17)式告诉我们: 地面地转涡度倾向隐含有大气中的一些常见项以及一些通常被忽略的项(状态稳定度, 非绝热加热和地面效应)。

若对(17)式进行逐项考察, 我们可得一些常见的结论。这里列举对地面地转涡度作正贡献(即地面涡度加强或气旋化)的各项:

- 1) 由于地形效应产生的下沉运动(背风槽) $\omega_0 > 0$
- 2) 由于负Ekman振荡作用引起的下沉运动 ($\xi_0 < 0$)
- 3) 正涡度平流 $-\vec{V}_* \cdot \nabla (\xi_* + f) > 0$
- 4) 极大暖空气平流 $\nabla^2 (-\vec{V} \cdot \nabla T) < 0$
- 5) 极大非绝热加热 $\nabla^2 q < 0$

状态稳定度项很难定, 但是若S在水平方向取为常数且取正(稳定), 那么, 这项在下沉运动极大值区将有利于地面地转涡度的增加。虽然这项并不很明瞭, 但通过这项可知, 大气状态非常稳定会抑制系统的加深, 尤其对于那些尺度较小而拉普拉斯大的系统。

Petterson-Sutcliffe (Petterson 1957) 在探讨系统的发展时采用了相同的理论, 但不是积分(14)式, 而是把(14)式用到无辐散层中。无辐散层一般在500mb附近任意选取。(17)式的优点就是它不需要对这样的无辐散层作任何假定, 而只要假定 $P=0$ 时, $\omega=0$ 。从整层散度垂直积分很小这一点看, 也许这是一个更好的假定。

在任何情况下, 我们看到由地面气压倾向的拉普拉斯表示的地面地转涡度倾向 ($\frac{\partial \xi_0}{\partial t} = \frac{1}{\rho_0 f_0} \nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t}$) 考虑了计算垂直运动的常见项。因此, 我们能明白为什么能用(13)式来计算自由大气低层散度的原因。这里仅仅可能的不利因素是天气业务中所报告的地面气压倾向场混杂有非准地转系统如潮汐, 中尺度波动, 大尺度重力外波等。为了获得适用的气压倾向定量场, 试验需要确定必需过滤和平滑这个场的量值。然而, 加拿大环境局训练部门采用这种方法作定性试验表明该方法是有前途的。

3. 自由大气低层的垂直运动

现在我们着眼于自由大气低层的垂直运动能由连续方程和我们的散度计算式从边界层顶到自由大气低层的某层P进行积分来计算:

$$\omega = \omega_{BL} + \int_P^{P_{BL}} \nabla \cdot \vec{V} dP \quad (18)$$

(18)式中, 我们代入(15)式的 ω_{BL} 的计算式, 并且代入(13)式的自由大气低层的散度 $\nabla \cdot \vec{V}$, 则可得:

$$\omega(P) = \omega_0 - \frac{g}{f_0} \rho_0 c_D \zeta_0 - \frac{(P_{BL} - P)}{f_0^2 \rho_0} \nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} \quad (19)$$

不发展系统

现在我们将(18)式和(19)式用于移动的不发展的简单天气学系统中, 如图1a所示。

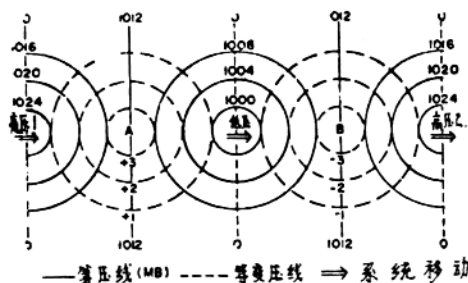
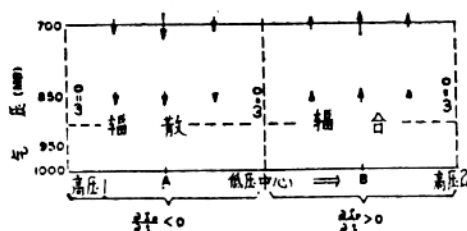


图1a 一个简单的不发展移动系统的地面等压线和等变压线的图形

这个图与Holton书中(1979年, 第139页)所讨论的系统相似。首先我们忽略边界层效应, 消去(19)式右边前两项, 并把 P_{BL} 取为 P_0 , 因此, 在这种情况下, 自由大气低层的散度以及垂直运动仅依赖于地面气压倾向的拉普拉斯。图1b给出了沿图1a的A—B所作的散度和垂直运动的垂直剖面图形。根据(13)式, 最大辐合区在地面气压倾向拉普拉斯极大值区, 对于图1a中这样的简单系统则位于B点。因此, 最大上升(下沉)运动区出现在B点(A点)上方。垂直运动在低压之前为上升运动而低压之后为下沉运动, 这是与Holton(1979)对这种简单系统所作的结论一致的。



层厚度要比自由大气低层薄，两个大气层的散度作用是等价的，这样，边界层的散度将产生边界层顶附近以上的垂直运动，而这个垂直运动到了自由大气低层又因自由大气低层的散度而缓慢地起变化。

例如，在高压₂之后、B点和高压₂点之间，由于 $\zeta_0 < 0$ ，边界层有辐散，边界层顶将产生下沉运动，而由于自由大气低层 $\frac{\partial \zeta_0}{\partial t} > 0$ ，则该层有辐合，结果在边界层顶的下沉运动再向上将逐步转变为上升运动，反之，在低压后部（低压中心和A点之间），边界层顶有上升运动，再向上大气中变为下沉运动。

如果我们假定上升运动区对应云区，那么，我们会得到图1c这样的不发展系统的典型结构。在高压中心偏后出现高云而没有低云，接近低压时，云底变低，到了低压中心偏后，云顶降低并仅产生低云。在低层大气中，最大上升运动位于低压和其稍前的地方。那里通常出现最大的降水（在不发展系统中）。

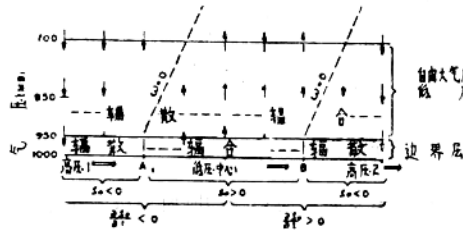


图1c 假定了自下向上至950mb为边界层时，图1a沿A—B所作的边界层及自由大气低层的散度和垂直运动剖面图

这种倾斜的上升运动场（包括云的结构）常与低压前缘暖空气超越冷空气爬升相联系的。然而，我们发现这种倾斜结构是因边界层作用比自由大气低层作用滞后而引起的。若把边界层作用取消，就不会有这种倾斜(图1b)。由于自由大气低层的散度与 $\frac{\partial \zeta_0}{\partial t}$ 有关，因此由(17)式我们可看到最大暖平流区是如何引起自由大气低层大气辐合和产生如图1c那样的倾斜结构的。由(17)式，我们知道低压前缘和高压之后最大暖平流区将对地面地转涡度倾向作正贡献（这有利于低压发展），进而，引起自由大气低层的大气辐合。但若没有边界层，倾斜（爬升）结构不会存在。应注意自由大气低层的辐合同样也可能由(17)式右边其它项产生。

发展（或堵塞）系统

对于一个发展系统，图1a中气压倾向图向左移至使 $\frac{\partial \zeta_0}{\partial t} (\nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t})$ 与 $\zeta_0 (\nabla^2 P_0)$ 的相位更接近。因此自由大气低层的散度场也左移使之相位上与边界层的散度场更接近，结果使垂直运动更强且倾斜更小。并且产生的云系型式倾斜也更小，在地面低压之后云系也更高。

对于一个堵塞系统则反之，图1a中的气压倾向图型向右移使 $\frac{\partial \zeta_0}{\partial t}$ 与 ζ_0 相位相差更大，这时自由大气低层的散度场将向右移。结果上升运动型式倾斜得更厉害，同时产生一个更为倾斜的云型，其在地面低压中心上方伴随着低云。

这种云系结构恰是卫星观测所发现的（Weldon 1975），深低压出现在很高云系的下

方区域，而填塞低压中心仅对应应有较低的云系并且高云出现在地面低压前缘。

4. 实际大气的应用个例

加拿大大气环境局的专业训练部门为了使气象专业的学生弄清对流层低层天气系统和垂直运动产生的原因，采用了上述改进的准地转理论。这种理论方法主要是用来作为大气的一种诊断工具，并且让学生产生一个地面观测和卫星云图相一致的大气云系的图型概念。这个借助准地转理论解释云和降水的定性方法能使学生对大气中的物理过程有一个比锋面理论更为好的认识。

这里我们将分析1983年11月16日12时（世界时，以下同）的一个例，推断低压中心附近不同点的垂直运动情况。

在1983年11月16日12时，一个巨大的气旋系统覆盖了整个东北各州，一个锢囚低压L1位于巴法罗（Buffalo）以东80公里（图2，略），而第二个发展低压L2出现在纽约市附近，并伴有一个沿大西洋海岸向南—东南扩展的槽。

结合这种形势的气压倾向场分析如图3所示。

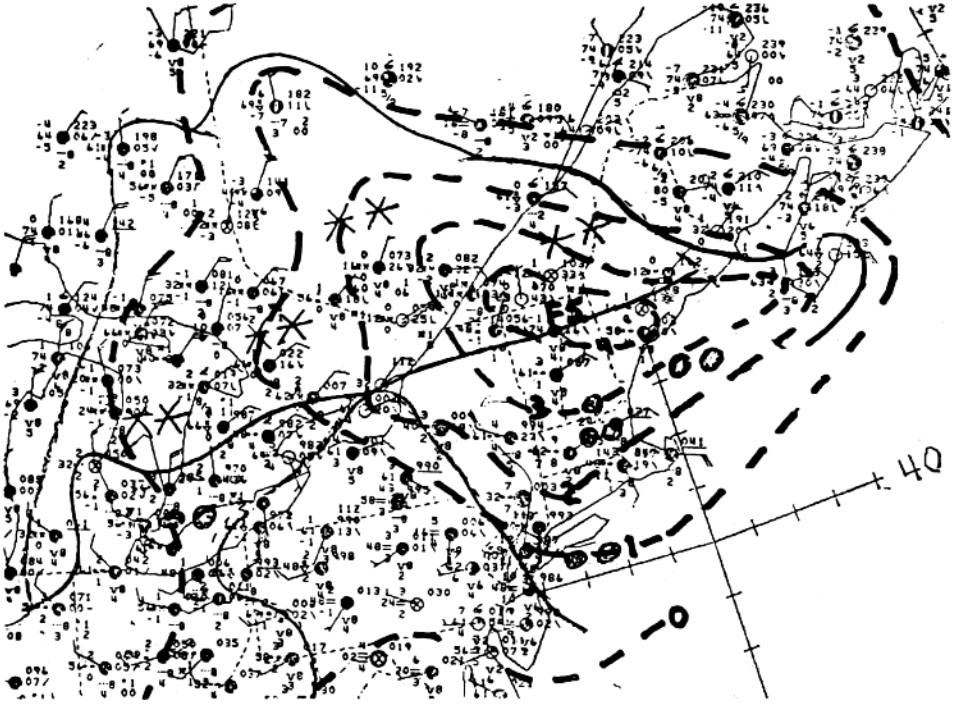


图3 1983年11月16日12时（世界时）的气压倾向分析图，连续的闭合线是降水区域。

变压场的特征是：在佛蒙特以北有一个3小时下降5mb的变压中心F5，并且伴有一个扩展到魁北克西部的槽和一个由东向新斯科舍省以南的槽。

A. 1983年11月16日12时L1点的情况：

首先我们确定巴法罗正西的低压L1上对流层低层垂直运动的分布。

用方程(19)式，我们先看边界层的作用，然后再看自由大气低层各项作用。

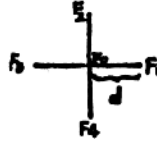
a) 在边界层中, 无地形引起的垂直运动。但边界层的强烈摩擦作用产生了强的大气辐合, 从地面风场可以看到这一点 (图 3)。

b) 在自由大气低层, 必需求 $\nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t}$ 。其可通过把拉普拉斯的微分形式化为差分形式来实现。

一个场 F 的有限差分的值为:

$$\nabla^2 F = \frac{F_1 + F_2 + F_3 + F_4 - 4F_0}{d^2}$$

其中与 F_0 有关的各点按下图选取,



如果我们把这个公式用于低压中心 L_1 点 (即 F_1 取为 L_1), 我们得到其拉普拉斯值为:

$$\nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} = -\frac{4}{d^2} < 0$$

这与发展完好的系统 (其中 $d^2 (\nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t}) \approx 10$) 相比, 上述值是可忽略不计的。

因此, 在点 L_1 处, 垂直运动基本上是由边界层的辐合而引起。

依照方程 (17) 式, 若 $\nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} \approx 0$, 则该式右边所有项的值加在一起必须接近于零, 并且边界层的辐合必须由其上面与之相平衡的辐散来补偿。

这里补偿主要来自于下层湖面加热和大气低层对流施放潜热等非绝热加热项。状态稳定度项也许在高层大气中起重要作用, 但定量计算它将相当困难。

从高空天气图看, 涡度平流和温度平流的贡献可以忽略不计 (图略)。

最后的结果是: L_1 点上的垂直运动是由边界层的强烈辐合所引起, 而这种辐合被自由大气低层非绝热项所产生的抑制垂直运动的辐散加以补偿。

这个结论能由红外卫星照片进一步证实, 在照片中云顶的温度为 -25°C 左右, 这相当于 500mb 左右的高度。

B. 1983 年 11 月 16 日 12 时 F_5 点的情形:

我们试图计算佛蒙特州东南部垂直速度廓线。在那里我们观察到一个 $-5\text{mb}/3$ 小时的最小 (最大压降) 气压倾向中心 (图 3)。

a) 在边界层上, 因为这点风与山脉处于平行, 因此, 地形引起的垂直运动近乎很小, 但这个区域有气旋式环境 ($\xi_0 > 0$), 故边界层有辐合而且在边界顶伴有上升运动。

b) 为了得到散度值和自由大气低层的垂直运动值, 我们需要求 $\nabla^2 (\frac{\partial P_0}{\partial t})$ 的值。

$$\left(\nabla^2 \frac{\partial P_0}{\partial t} \right)_{F_5} \approx 13/d^2$$

因此, 由于自由大气低层的辐合, 在 F_5 点将产生强烈的上升运动。

在第一种情形中的 L_1 点上的垂直上升运动仅是由于边界层的摩擦产生的, 而 F_5 点则自由大气低层的辐合起着重要的作用, 因此, 我们可以想象在大气中 F_5 点的云系将要比 L_1 点的云系扩展得更高。这一点可通过卫星照片 (图 10) 进一步证实。在 F_5 点上云顶的温度降低

了 ($\approx -45^{\circ}\text{C}$)。这表明云向上扩展到了300mb。



图10 1983年11月16日1302GMT的GOES红外图片

这里向北和东南扩展的气压倾向槽也有利于自由大气低层大气的辐合,并使上升运动增加。如果我们看下一时刻的卫星云图(图11,略)将会注意到高云系是沿这个槽呈线状分布的。而且这个区域的降水和槽配合得相当好。

简言之,我们发现正如气压槽将产生边界层顶的上升运动那样,气压倾向槽也将促使自由大气低层上升运动增加。

当然,在F5上,辐合必将由高空的辐散来补偿。这里,暖平流和强烈的正涡度平流将足以产生高层辐散使之与低层的辐合相平衡。

5. 小结

通过准地转理论,我们已经阐明了用地面气压场和地面气压倾向场(即它们的拉普拉斯)可以定性诊断低层大气的垂直运动,并把这种方法用到了经典结构系统以及更为复杂的实际情况中。其结果与观测的实际云和降水结构相比是可靠的。

我们还证明了这种方法的根本点是采用了地面气压倾向的拉普拉斯。这种拉普拉斯项被认为是由一些常用因子:涡度平流和温度平流以及一些通常被忽略的因子所引起。

6. 可能的应用

一旦地面气压和气压倾向场分析出来,并且非地转特性被过滤,这些场能用到许多方面:

A)由于这些场每3小时可以得到(若用高度表则可逐时得到报告),因此,用论文中所介绍的方法就可能计算每3个小时的自由大气低层的垂直运动的结构。

这些资料使我们能象研究地面气压场的形势那样去研究垂直运动场的变化。这将使我们能早日掌握颇有意义的垂直运动预报模式。这种方法还能很好的用于计算海洋上的 ω 值。因为在海上,缺少探空资料。但却有规则分布的报告气压的浮标网。

B)根据这个方法,我们能发展交互式的人机对话系统,例如,预报员能自己做一系列地面气压预报图(即模式预报订正图)。一旦把它放入机器,所含的自由大气低层的垂直运动场就能被计算出来。

计算机需要的所有资料包括适用于大尺度的地形和阻力系数分布场以及给出两个连续

(3—6 小时间隔) 的地面气压预报场, 其形成的两张气压图产生一个变压场。

C) 探空时数常以12小时为时间间隔, 由(14)式利用探空和气压倾向场, 整个对流层的垂直运动将能由Okossi (1983) 和Zwack与Okossi (1984) 曾介绍的方法来计算。这种方法将(14)式向上积分, 其实际上是利用两个底边界条件: 在边界层顶, ω 和 $\frac{\partial \omega}{\partial p}$, 来解经典的准地转 ω 方程 (气压倾向场在计算边界条件 $\frac{\partial \omega}{\partial p}$ 时要用到)。

依照准地转理论, 人们不能足以突出这一事实, 即天气尺度系统与气压场 (或地转位势场) 的拉普拉斯对应最好。我们在用500mb涡度场时考虑了这一点。这也是我们为什么常在地面气压图上追踪低压, 槽, 高压, 脊的原因。这些气压形势与气压场的拉普拉斯 (低压和槽有正的拉普拉斯值) 有密切关系。然而, 的确存在这样一些气压形势, 其有正的拉普拉斯值中心但无槽或低压中心。另外, 两个低压具有相同中心气压值并不一定有相同的气压场的拉普拉斯值。其取决于低压中心周围的等压线数和等压线的分布方式。

原文出处: 10th Conference on Weather
Forecasting and Analysis
(1984, 6, 25-29)

译者: 徐幼平

校者: 王学永