

大气层结和天气尺度位温扰动 对锋生的作用

吕克利

(南京大学大气科学系)

提 要

文中利用半地转锋生模式考虑了三种不同大气层结廓线和两种不同水平温度对比的天气尺度位温扰动场的作用。计算结果表明,层结对锋生速度影响较小,对锋区垂直运动影响却很大;天气尺度位温扰动对锋生速度和锋区垂直运动都有相当大的影响。

关键词:层结;位温扰动;锋生。

一、引 言

Hoskins 和 Bretherton 的半地转锋生理论^[1](下面简称为 H.B)能相当好地描述锋生,并得到广泛的应用^[2-4]。在锋生模式中,变形场起重要的作用,这是显而易见的。天气观测指出,大的降水往往与中低空较小的静力稳定度相联系,这说明大气层结对大气运动(特别是垂直运动)具有重要影响。锋生过程中大气层结的作用是什么,它对锋区垂直运动有什么影响,对锋面形成时间影响如何,还不是很清楚。作为锋生前背景场的天气尺度温度扰动对锋生是相当重要的^[5],但是不同水平温差(反映锋区斜压性的强弱)的天气尺度位温扰动在锋生过程中有多大作用也并不是很明显的,它对锋区垂直运动的影响如何也不清楚。

为了讨论大气层结和天气尺度温度场对锋生的作用,我们考虑三种理想的大气层结分布,第一种是 $N^2 = 10^{-4}/s^2$ 的层结,这是很多人讨论过的情况。第二种是 N^2 随高度增大的层结,这里我们取在模式顶(10km) $N^2 = 10^{-4}/s^2$,在底部取 $N^2 = 2 \times 10^{-5}/s^2$,这种层结分布与第一种相比,在中低空稳定度较小,再看一下在这种层结下是否会有天气观测中所指出的有较大的垂直运动出现。Thorpe 和 Emanuel^[3]指出,锋生过程中,垂直速度倾向于静力稳定度小的区域,为此,考虑第三种大气层结,它是在第二种 N^2 的廓线上,在低空 1.5km 高度为对称的 2km 厚度层内叠加一相对小的 N^2 值区,考虑这种情况下上升运动会不会有被限制在该小的 N^2 值区的倾向,会不会产生更大的垂直运动?

对天气尺度位温场, Hoskins 等^[5]取水平温度对比为 10°C 的量级,而在 Hoskins^[6]的另一文中,取温度对比为 8°C ,参照这种取法,考虑温度水平对比为 8°C 和 16°C 两种情

况, 这对大气锋区是典型的值, 代表锋区两种不同的初始斜压性, 分析它们对锋生的影响, 及它们各自造成什么样的垂直运动场。

二、二维半地转锋生模式简述

绝热无摩擦准静力 Boussinesq 流体方程组可写为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{Du}{Dt} - fv &= -\frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{Dv}{Dt} + fu &= -\frac{\partial \phi}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \\ \frac{D\theta}{Dt} &= 0 \\ \frac{g}{\theta_0} \theta &= \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

$$\text{式中 } \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z}.$$

考虑与 y 轴平行的直的锋面, 根据 H. B 的分析, 沿锋面的风处于地转平衡中, 即 (1) 式中的第一式可用地转风代替:

$$fv = \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (2)$$

限于讨论水平变形场作用下的锋生过程, 当变形场与 z 无关时, 按 H. B 可设

$$u = -\alpha x + u_g + u_a, \quad v = \alpha y + v_g.$$

α 为变形因子, 取为常数, 下标 g 表示地转风, 下标 a 为非地转部分. 代入 (1) 式, 利用地转坐标变换及其关系式 (见 H. B), 可得半地转空间 (x, z) 中的方程式:

$$\sigma \theta + w \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\sigma q_g + w \frac{\partial q_g}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

$$w = -\frac{1}{f} \left(q_g \left/ \frac{\partial \theta}{\partial z} \right. \right) \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (5)$$

$$f \frac{\partial v_g}{\partial z} = \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad (6)$$

$$q_g = \zeta_g \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (7)$$

$$\zeta_g = f \left/ \left(1 - \frac{1}{f} \frac{\partial v_g}{\partial x} \right) \right., \quad (8)$$

及控制越锋环流的方程

$$f^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{g}{f\theta_0} \frac{\partial}{\partial x} \left(q_s \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) = -2\alpha \frac{g}{\theta_0} \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad (9)$$

式中 ψ 是非地转流函数, $\varphi = \frac{\partial}{\partial T} - \alpha x \frac{\partial}{\partial x}$. (3)–(5) 及 (9) 组成二维半地转锋生模式, 是本文的基本方程组.

我们讨论给定初始位温场的锋生. 假定初始位温场由两部分组成: 层结 N^2 造成的温度分布 θ_N , 天气尺度位温场 θ_l , 对层结考虑引言中所述的下面三种情况:

$$(a) \quad N^2 = N_1^2 = 10^{-4}/s^2,$$

$$(b) \quad N^2 = N_1^2 \{ A^2 / [A^2 + (z - z_0)^2] \},$$

$$(c) \quad N^2 = N_1^2 \{ 1 - 0.9B^2 / [B^2 + (z - z_1)^2] \}.$$

本文只考虑冷锋锋生问题, 为此作为天气尺度位温场取冷锋型位温分布, 形式为

$$\theta_l = \Delta\theta_l \tan h(x/l_l),$$

如此, 初始位温场即为 $\theta(t=0) = \theta_0 + \theta_N + \theta_l$.

给定初始位温场后, 由 (6) 式得到 v_s , 再由 (8) 式得到 ζ_s , 最后由 (7) 式得到初始 q_s 场, 然后利用 (9) 和 (3)–(5) 式得到各时刻的越锋环流和 θ , q_s 及 w 场.

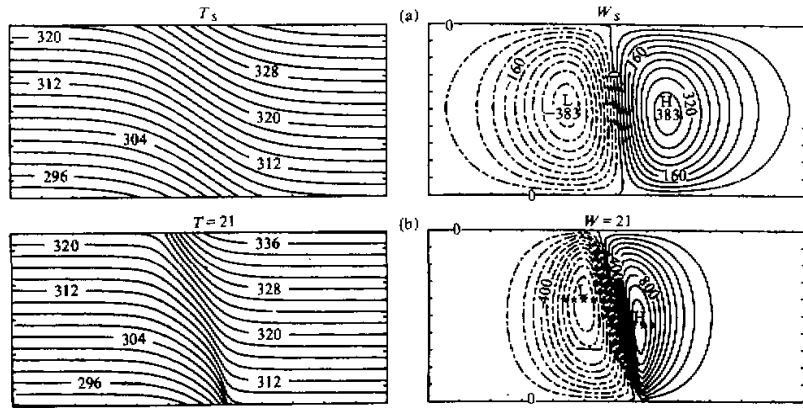
三、计算例子

我们对上述三种层结和两种水平温度差异的天气尺度位温场进行了计算. 计算是在半地转空间 (x, z) 中进行的, 空间范围在水平方向取 6300km, 垂直方向取 10km, 水平空间格距 $\Delta x = 25\text{km}$, 垂直空间格距 $\Delta z = 500\text{m}$, 时间步长 $\Delta t = 5\text{min}$. 计算结果最后返回 x, z 空间.

计算中取 $N_1^2 = 10^{-4}/s^2$, $\alpha = 10^{-5}/s$, $A = 5\text{km}$, $z_0 = 10\text{km}$, $B = 2\text{km}$, $z_1 = 1.5\text{km}$, $\theta_0 = 300\text{K}$. 天气尺度位温扰动特征尺度 L_l 与文献 [5] 一样取为 $L_l = 1000\text{km}$. 下面给出计算结果.

1. 不同层结下的锋生过程

以 $\Delta\theta_l = 8^\circ\text{C}$ 的天气尺度位温扰动场为例来看层结对锋生的影响. 图 1 是层结廓线为 a 时的位温和垂直速度场. 图 1a 是初始位温场和垂直速度场, 图 1b 是第 21 小时的 θ 和 w 场 (限于篇幅, 中间各时刻的 θ , w 场略去). 计算显示, 随时间增大, 在变形场中心, 等位温线逐渐变密, 到第 21 小时, 地面和低空等 θ 线已很接近, 可以说锋面已经形成, 高空锋区也很明显. 锋面随高度向西倾斜, 上升运动和下沉运动的分界线也随高度向西倾斜, 且随时间增大向西倾斜越大. 锋前暖区附近的上升运动随时间逐渐增大, 由初时刻的 0.38cm/s 逐步增大到第 9 小时的 0.58cm/s , 到第 15 小时, 达到 0.79cm/s . 到锋面完全形成的第 21 小时, 达到 1.0cm/s 以上, 增大缓慢, 上升速度和下沉速度在各时刻数值相同. 此外, 随时间增大, 上升运动区中心和下沉运动区中心所在高度变化不大, 分别只有很少的上下移动. 由图还可发现, 垂直运动区范围随时间增大而缓慢缩小, 上升运动区范围缩小更多些, 这可能是由于冷锋向暖区的缓慢移动造成暖区缩小所



向西倾斜也更多些。锋前的上升运动由初始的 0.43cm/s 逐步增大, 到第 9 小时达到 0.76cm/s , 到第 15 小时, 达到 1.1cm/s 以上, 到锋面形成后的第 21 小时, 已经超过 1.8cm/s , 比层结 a 的上升运动大不少。上升运动中心逐渐向下移动, 由初始的 4.5km 高度, 到第 21 小时已降低到 3.5km , 下移相当明显。下沉运动中心所在高度随时间只有缓慢下移, 下移比上升运动中心少得多。对层结 b , 与层结 a 时不同, 上升速度数值比下沉速度为大, 不再相同。此外, 垂直运动范围随时间缩小远比层结 a 为快, 上升运动区范围缩小更多些, 这说明, 垂直速度中心确实有向小的静力稳定度区移动的倾向, 但计算显示, 这种倾向主要是对上升速度而言, 对下沉运动, 这种倾向并不明显。这些情况与 Thorpe 和 Emanuel 文中的湿情况非常相似, 只是上升速度数值小一些。本模式是干模式, 而 Thorpe 和 Emanuel 是湿模式, 两者垂直速度场的相似, 说明 Mak^[6] 用减小静力稳定度来描述潜热释放是可能的, 凝结加热作用与减小低层的静力稳定度相当。此外, 在锋生过程中带有低层凝结发生, 根据波——CISK 理论, CISK 加热使上升运动更集中于地面锋区的一个狭窄区中^[7]。Sawyer^[9] 和 Eliassen^[10] 都指出凝结加热加强越锋垂直环流, 而 Sawyer 的加热是由在上升区域减小静力稳定度给出的。可见, 用减小中低层的静力稳定度可在相当程度上表示凝结加热对锋生的作用。本文上升速度数值较小, 显然是由于我们给定的中低层稳定度还不够小的缘故。上升运动区缩小比层结 a 的更快, 可能是由于静力稳定度的减小有利于冷锋加速向暖区的移动。

我们计算了层结 c 情况下的位温和垂直速度场(限于篇幅把图略去)。与层结 b 一样, 锋面形成约在 20 小时, 锋面也是向西倾斜。锋前的上升速度由初始时刻的 0.41cm/s , 到第 9 小时增大到 0.72cm/s , 在第 15 小时增至 1.1cm/s 以上, 而后加速增大, 到第 21 小时已经达到 2.0cm/s 以上, 远比层结 a 为大, 也比层结 b 大。下沉速度的数值及其随时间的增大都比上升运动为小。对层结 c , 上升运动中心高度下降迅速, 由初始时刻的 4.5km 高度, 到第 9 小时已经下降到 2.5km 处, 到锋面形成后的第 21 小时, 更下移到 2km 处, 下移的速度和距离比前二种情况大。与层结 b 一样, 下沉速度中心高度下移很小, 从 5km 高度下移到 4.5km 处, 而且值得注意的是, 垂直运动在初始时刻几乎是均匀分布在高度上, 随时间的增大, 上升运动有被限制在 1.5km 高度层以上的倾向(参看图 3c), 即被限制在最小静力稳定度所在高度以上的倾向, 这再一次说明只有上升运动才有明显地向静力稳定度小的区域移动的倾向, 并且这种倾向随静力稳定度的减小而增大, 对下沉运动这种倾向并不明显。与层结 b 相同, 上升运动区范围随时间的缩小比下沉运动区更快些。

2. 天气尺度位温场扰动的作用

在图 1—2 中, 天气尺度位温场水平温差 $\Delta\theta_1=8^\circ\text{C}$, 斜压性比较弱, 锋面形成时间约为 21 个小时。图 3 给出了 $\Delta\theta_1=16^\circ\text{C}$ 时锋面形成时的温度和垂直速度场。图 3a, b, c 分别对应于层结 a, b, c 。由位温场不难看出, 锋面形成约为 15 个小时(层结 a 锋面形成时间稍长些), 比 $\Delta\theta_1=8^\circ\text{C}$ 时约缩短 6 个小时。与 $\Delta\theta_1=8^\circ\text{C}$ 时一样, 锋面随高度向西倾斜, 但倾斜程度更大, 层结对锋面形成时间影响较小, 随静力稳定度的减小, 锋面形成时间稍有缩短。天气尺度位温场是影响锋面形成时间的主要因子, 层结的影响主要是垂直速度运动场。计算结果显示(图略), 垂直速度的数值和随时间增大都比 $\Delta\theta_1=8^\circ\text{C}$

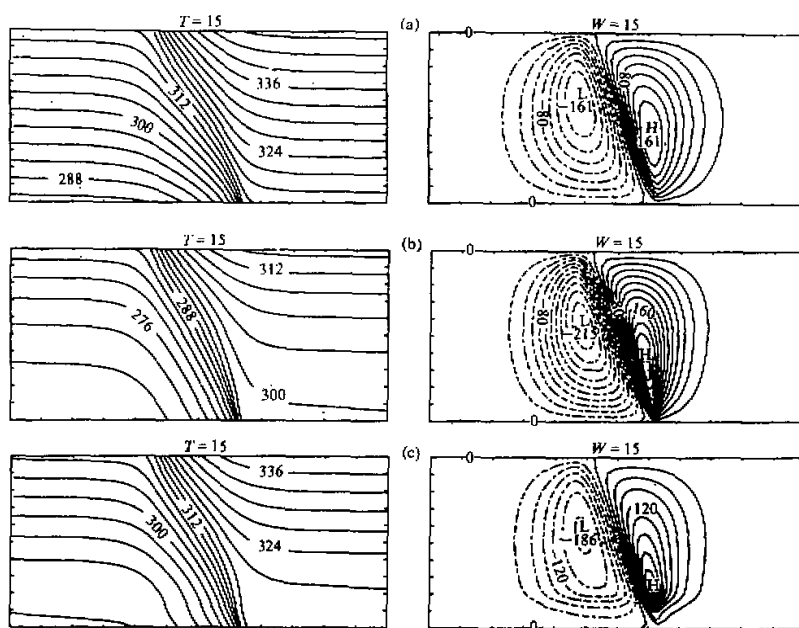


图3 不同层结下锋面形成时的位温和垂直速度场

$\Delta\theta_f = 16^\circ\text{C}$, w 的数值为乘以 10^2 后的值, 等值线的间隔(a)为 0.1cm/s , (b), (c)为 0.2cm/s , 余同图1

时大得多, 对层结 *a*, 锋前暖区的上升速度从初始的 0.7cm/s , 逐步增大, 到锋面形成时的第15小时, 达到 1.6cm/s 以上, 对层结 *b*, 上升速度从初始的 0.87cm/s , 到锋面形成时达到 2.4cm/s , 而层结 *c*, 则由初始时的 0.83cm/s 增大到锋面形成时的 3.0cm/s 以上。可见, 锋区的上升运动不仅与层结有关, 还与天气尺度温度场的温差有关, 即与锋区的斜压性有关。这是因为 $\Delta\theta_f$ 的增大意味着锋区斜压性的增强, 在这种高斜压性背景中, 锋区内的斜压不稳定在锋生过程中增长更迅速, 在地转强迫((9)式的右端项)作用下, 产生更强的越锋环流, 并使等位温线更快变密, 有利于锋面的形成和锋前上升运动的增强。

比较图1—3, 不难发现, 随 $\Delta\theta_f$ 的增大, 锋面的向西倾斜增大, 锋面形成时间缩短, 锋区垂直上升速度增大。计算还指出, 在锋面形成以后, 锋前上升运动中心随时间逐步上移, 下沉速度中心近于不变, 有向锢囚锋发展的趋势, 关于这一问题, 我们将进一步研究。

四、结 语

(1) 大气层结对锋区垂直运动影响很大, 上升运动中心有趋向静力稳定度小的区域的倾向。这种倾向随静力稳定度的减小而加速, 凝结加热对锋生的影响在某种程度上与减小中、下层的稳定度的作用相当, 层结对锋面形成时间影响较小。

(2) 天气尺度位温场的水平差异 $\Delta\theta_i$ 对锋面形成时间及锋区垂直运动都有重要影响, 随 $\Delta\theta_i$ 增大, 锋面形成时间缩短, 上升运动增大, 这可能与锋生过程中锋区内斜压不稳定迅速增长有关。

(3) 锋区上升运动和下沉运动的数值和范围及其随时间变化不同, 可能是由于中、下层小的静力稳定度有利于锋前辐合上升, 上升速度比下沉速度增大得多, 形成锋前鋒后明显的非对称性, 同时冷锋在锋生过程中向暖区移动, 上升运动区范围随时间缩小也就比下沉运动区快。

(4) 锋面形成后, 锋前上升运动中心随时间逐步上移, 下沉运动中心近于不变, 有形成锢囚鋒的趋势。

参 考 文 献

- [1] Hoskins, B. J. and F. B. Bretherton, 1972, Atmospheric frontogenesis models: Mathematical formulation and solution, *J. Atmos. Sci.*, **1**, 11—37.
- [2] Hoskins, B. J. and N. V. West, 1979, Baroclinic waves and frontogenesis, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 1663—1680.
- [3] Thorpe, A. J. and K. A. Emanuel, 1985, Frontogenesis in the presence of small stability to slantwise convection, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 1809—1824.
- [4] Blumen, W. and B. D. Gross, 1986, Semigeostrophic disturbances in a stratified flow over a finite-amplitude ridge, *J. Atmos. Sci.*, **43**, 3077—3088.
- [5] Hoskins, B. J., E. C. Neto and H. R. Cho, 1984, The formation of multiple fronts, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**, 881—896.
- [6] Hoskins, B. J., 1971, Atmospheric frontogenesis models: Some solutions, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **97**, 139—153.
- [7] Bannon, P. R. and M. K. Mak, 1984, Diabatic quasi-geostrophic surface frontogenesis, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2189—2201.
- [8] Mak, M. K., 1983, On moist quasi-geostrophic barotropic instability, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 2349—2369.
- [9] Sawyer, J. S., 1956, The vertical circulation at meteorological fronts and its relation to frontogenesis, *Proc. Roy. Soc. London, A* **234**, 346—362.
- [10] Eliassen, A., 1959, On the formation of fronts in the atmosphere, Ed., by B. Bolin, *The Atmosphere and the Sea in Motion*, Rockefeller Institute Press, 277—287.

EFFECTS OF ATMOSPHERIC STRATIFICATION AND SYNOPTIC-SCALE POTENTIAL TEMPERATURE DISTURBANCES ON THE FRONTOGENESIS

Lu Keli

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University)

Abstract

Three kinds of stratification profiles and two different amplitudes of synoptic-scale potential temperature disturbances are investigated by using a

semi-geostrophic frontogenesis model. The results of model simulation show that the stratification has a little effect on the speed of frontogenesis, but it plays a very important role in the vertical motion field in the frontogenetical area. The effects of the synoptic-scale potential temperature disturbances on the speed of frontogenesis and the vertical motion field near front area are quite important.

Key words: Stratification; Potential Temperature disturbance; Frontogenesis.