

預報斜压大气系統發展的一種方法*

朱 抱 真

(中國科学院地球物理研究所)

提 要

本文根据在鉛直方向积分了的渦度方程和一个經驗式,用高空溫压場的構造表示地轉風渦度平流、熱成風渦度平流和溫度平流对气压傾向的作用,从而得到預報气压变化的一些定性的規則。

天气学的最基本問題是預報气压系統的發展,也就是預報气压場变化的問題。这是一个異常複雜、直到今天还没有完全解決的問題。因此許多气象学工作者曾从各方面來努力定性地或定量地解决这个問題。

本文是从在鉛直方向积分了的渦度方程,將高空气流渦度的局地变化用高空溫压場的構造表示出來,从而得出預報斜压大气高空环流变化的一些定性的規則,提供作預報高空系統發展的参考。

渦度方程可以近似地寫成

$$\frac{d}{dt}(f+\zeta) + \frac{f}{\rho} \left[\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} \right] = 0, \quad (1)$$

其中 $f = 2\Omega \sin \phi$ 是科里奧利參變數(Ω 是地球自轉角速, ϕ 是緯度), ζ 是相对渦度的鉛直分量, u 是 x 方向(向东)的風速, v 是 y 方向(向北)的風速, ρ 是空气密度。這裏假定了 ζ 要比 f 小得多。

在連續方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0$$

中,根据 И. А. Кибель^[1] 的計算,第一項比其他項小一級,可以略去不計,我們可得

$$\frac{d}{dt}(f+\zeta) = \frac{f}{\rho} \frac{\partial \rho w}{\partial z}. \quad (2)$$

* 1955年9月9日收到。中國科学院地球物理研究所論著第268号。

由此, R. Fjörtoft^[3], A. Eliassen^[3], G. Årnason^[4] 先後求出類似的在鉛直方向積分的斜壓大氣的渦度方程。後者假定溫度分佈的減溫率隨 x, y, t 而改變, 並假定任意高度上的風都是地轉風, 並寫成

$$\mathbf{v} = \bar{\mathbf{v}} + \mathbf{v}^* \quad (3)$$

其中 $\bar{\mathbf{v}}$ 是沿鉛直方向上平均的水平風速度, 而 $\mathbf{v}^*$ 是和平均值的偏差, 將 (3) 式代入 (2) 式中並沿鉛直方向積分後, 得到下列渦度方程:

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = -\bar{\mathbf{v}} \cdot \nabla (f + \bar{\zeta}) - \gamma \mathbf{v}_T \cdot \nabla \zeta_T. \quad (4)$$

$\bar{\mathbf{v}}$ 的高度即平均風的高度, 大約相當 500 毫巴, $\bar{\zeta}$ 是平均風的渦度, $\mathbf{v}_T$ 是 1000 毫巴至 500 毫巴的熱成風, 而 ζ_T 是熱成風渦度, γ 為待定常數, Årnason 取為 0.6。

設 ϕ 為 500 毫巴絕對位勢, h 為 500—1000 毫巴相對位勢, 由地轉風關係

$$\bar{u} = -\frac{1}{f} \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad \bar{v} = \frac{1}{f} \frac{\partial \phi}{\partial x}; \quad \bar{\zeta} = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right);$$

得到熱成風關係

$$u_T = -\frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial y}, \quad v_T = \frac{1}{f} \frac{\partial h}{\partial x}; \quad \zeta_T = \frac{1}{f} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right).$$

將上列各值代入 (4) 式右端, 左端保持不變, 並略去 f 隨緯度的變化, 得到我們所需要的方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = & \frac{1}{f^2} \frac{\partial \phi}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) \right] - \frac{1}{f^2} \frac{\partial \phi}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) \right] + \\ & + \gamma \left\{ \frac{1}{f^2} \frac{\partial h}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) \right] - \frac{1}{f^2} \frac{\partial h}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

如此, 500 毫巴高空渦度的局地變化可以由高空溫壓場 (500 毫巴等高線及 500—1000 毫巴等厚度線) 的構造來表示。以

$$\left(\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} \right)_1 = \frac{1}{f^2} \frac{\partial \phi}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) \right] - \frac{1}{f^2} \frac{\partial \phi}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) \right], \quad (6)$$

$$\left(\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} \right)_2 = \frac{1}{f^2} \frac{\partial h}{\partial y} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) \right] - \frac{1}{f^2} \frac{\partial h}{\partial x} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \right) \right], \quad (7)$$

則 $\left(\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} \right)_1$ 是由於氣壓場的構造所引起的渦度變化 (即地轉風渦度平流的作用), $\left(\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} \right)_2$ 是由於厚度場所引起的渦度變化 (即熱成風渦度平流的作用)。而全部的渦度變化是

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = \left(\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} \right)_1 + \gamma \left(\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} \right)_2. \quad (8)$$

因此, 我們可以分別分析 $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_1$ 和 $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_s$ 的作用。換取自然座標, 將 x 軸取沿 ϕ 的方向(s), y 軸取和 ϕ 垂直的($-n$)的方向, 則有下列關係:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial s} = 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{\partial \phi}{\partial n}; \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s}, \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial n^2}, \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial n}; \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} = \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial n} \right), \quad \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial n^2}; \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial n^2} \right) = \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s} \right), \\ \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right) = -\frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial s^2} \right) = -\frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s^2}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 $\frac{1}{r}$ 是等高線的曲率。將(9)式關係代入(6)式, 則得

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_1 = -\frac{1}{f^2} \frac{\partial \phi}{\partial n} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s} + \frac{\partial \phi}{\partial n} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s} \right) \right]. \quad (10)$$

在上式中 $\frac{\partial \phi}{\partial n} > 0$, 所以 $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_1$ 的符号決定於方括號內的三項。B. A. Бугаев^[6] 曾討論過這些項的符号和它們的數量級。但他尚未聯系到氣壓變化或環流變化。我們現在分別討論一下這三項的作用:

第一項表示等高線曲率和輻合(輻散)的配合作用。當等高線呈氣旋性彎曲時, $\frac{1}{r} > 0$; 反氣旋彎曲時, $\frac{1}{r} < 0$ 。當等高線輻合時, $\frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s} > 0$; 輻散時, $\frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s} < 0$ 。因此當等高線氣旋性彎曲時: 若等高線輻合, 則 $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_1 < 0$, 即反氣旋性渦度加強, 氣旋性渦度減弱; 若等高線輻散, 則 $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_1 > 0$, 即反氣旋性渦度減弱, 氣旋性渦度加強。當等高線呈反氣旋彎曲時, 則恰相反。值得注意的是當等高線的曲率等於零($\frac{1}{r} = 0$)時, 雖有輻合、輻散, 並不能引起渦度的變化。

所以根據第一項, 我們得到下列預報高空環流變化的定性的規則(參考圖1):

1. 當等高線呈氣旋性彎曲時, 若等高線輻合, } 則反氣旋性環流加強。
當等高線呈反氣旋性彎曲時, 若等高線輻散,

2. 當等高線呈氣旋性彎曲時, 若等高線輻散, } 則氣旋性環流加強。
當等高線呈反氣旋性彎曲時, 若等高線輻合,

3. 當等高線是直線時雖有輻合輻散, 並不能引起環流變化(假定沒有等高線密度項的作用)。

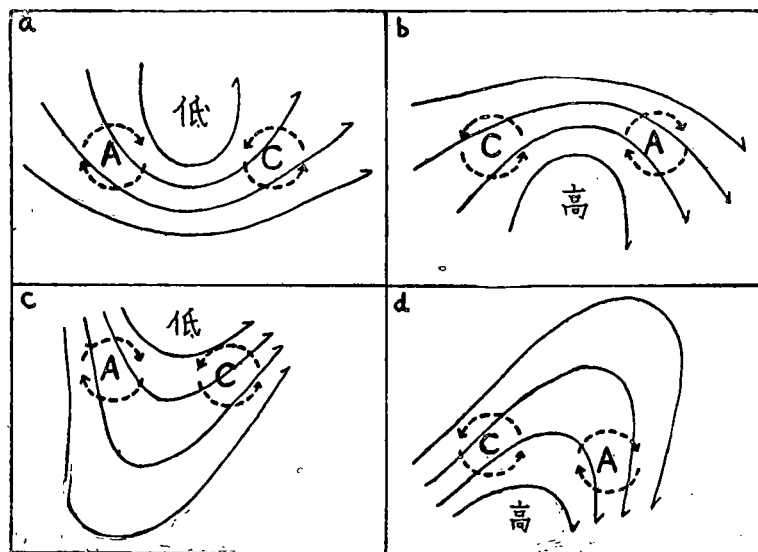


圖 1

第二項表示曲率項沿着气流方向变化的作用。因为 $\frac{\partial \phi}{\partial n} > 0$, 所以 $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_1$ 的符号只決定於 $\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{1}{r}\right)$ 。由此項我們得到下列定則:

4. 当气旋性曲率沿着气流的方向减小, 或反气旋性曲率沿着气流的方向增加時, 則气旋性环流加强。

5. 当气旋性曲率沿着气流的方向增加, 或反气旋性曲率沿着气流的方向減小時, 則反气旋性环流加强。

由於这一項和 $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ 的平方成比例, 所以在風速愈强的區域此項的作用愈大。

由第一項和第二項的綜合就構成了正常鋒區(圖 1a,b)和複雜鋒區(圖 1c,d) (参

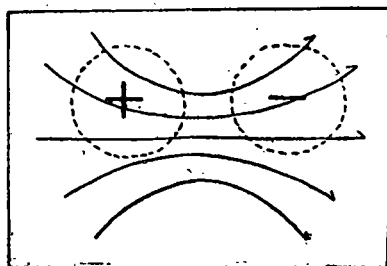


圖 2

参考文献 [5])。即在正常鋒區的出口區中, 出口區北部的环流变化是气旋性环流加强, 南部是反气旋性环流加强。在入口區則恰相反, 北部的环流变化是反气旋性环流加强, 南部是气旋性环流加强。从天气分析的實踐上, 我們知道鋒區入口區和出口區的变高區, 往往不是一般書上画的那樣和鋒區的軸線对称, 而往往是負变高區更多偏於

出口區的北部, 正变高區更多偏於入口區的北部 (参考圖 2)。即气旋多在出口區的上部發展, 但反气旋多在入口區的上部或出口區的下部加强。

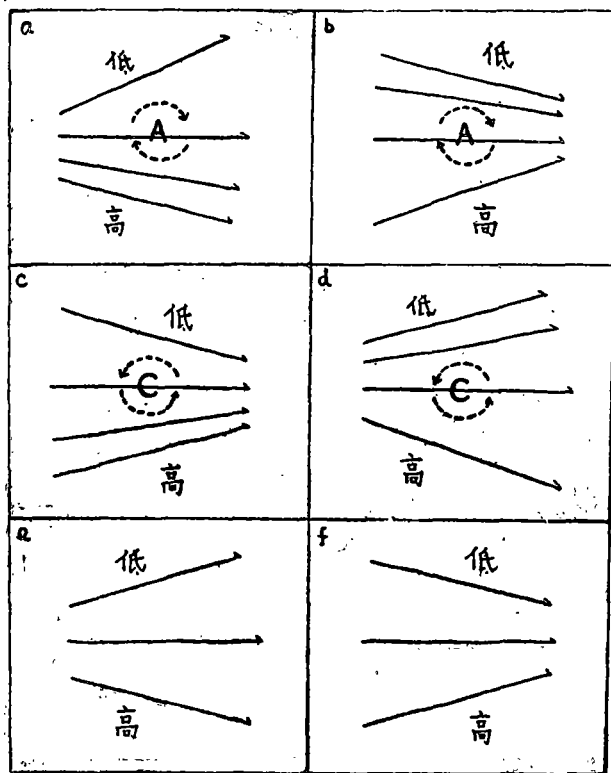


圖 3

第三項表示等高線輻合(輻散)沿法線方向上的变化。由此項同樣地得到下列預報环流变化的定則:

6. 当等高線輻散時, 輻散的程度向低值方面(气流左方)增加; 或当等高線輻合時, 輻合的程度向高值方面(气流右方)增加; 則反气旋性环流加强(圖 3a, b)。

7. 当等高線輻合時, 輻合的程度向低值方面(气流左方)增加; 或当等高線輻散時, 輻散的程度向高值方面(气流右方)增加; 則气旋性环流加强(圖 3c, d)。

8. 当等高線虽有輻合、輻散, 但分佈均匀時, 則不能引起环流的变化(未考慮曲率項的作用)(圖 3e, f)。

第三項又可改寫成 $\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial^3 \phi}{\partial n^3} \right)$, 即等高線密度沿气流方向上的变化。因为当等高線密度向低值方面減小時, $\frac{\partial^3 \phi}{\partial n^3} > 0$; 当密度向低值方面增加時, $\frac{\partial^3 \phi}{\partial n^3} < 0$ 。因此可得下列定則:

6'. 当等高線的密度沿着气流方向在低压方面增加; 或在高压方面減小時; 則气旋性环流加强(圖 4a, b)。

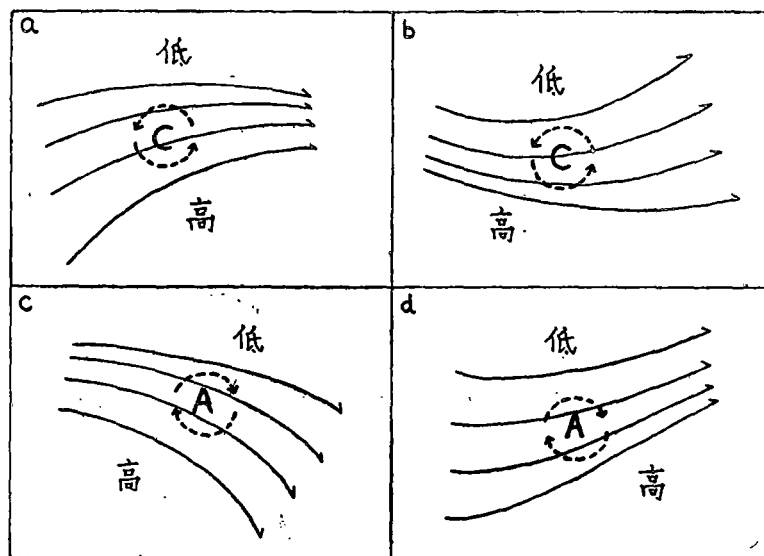


圖 4

7. 当等高线的密度沿着气流方向在低压方面减少;或在高压方面增加时,则反气旋性环流加强(圖 4c,d)。

以上是高度场分佈所引起的环流变化的定则。

在討論 $(\frac{\partial \zeta}{\partial t})_s$ 的作用時,因为(6)和(7)式的形式完全相同。我們將(7)式中的 x 軸取沿等厚度線 h 的方向(s'), y 軸取沿和 h 垂直的($-n'$)的方向,以 $\frac{1}{r'}$ 表示等厚度線的曲率,則同样得出:

$$(\frac{\partial \zeta}{\partial t})_s = -\frac{1}{f^2} \frac{\partial h}{\partial n'} \left[\frac{1}{r'} \frac{\partial^2 h}{\partial n' \partial s'} + \frac{\partial h}{\partial n'} \frac{\partial}{\partial s'} \left(\frac{1}{r'} \right) + \frac{\partial}{\partial n'} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial n' \partial s'} \right) \right]. \quad (11)$$

則上述的關於高度場所引起的环流变化定則 1—8 完全可以將等高線改成等厚度線,同样地用到厚度场的分佈上(即將圖 1—4 的等高線分佈看作等厚度線的分佈)。

Н. Л. Таборовский 曾將運動方程代入傾向方程中,得到下列方程:^[6]

$$\begin{aligned} \frac{\partial p_n}{\partial t} = & \frac{g}{f} \int_n^\infty \rho \frac{\partial c^2}{\partial s} dz + \frac{g}{f} \int_n^\infty \rho c^2 \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{r} \right) dz + \frac{g}{f} \int_n^\infty \rho \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial c^2}{\partial s} dz \\ & + \frac{g}{f} \int_n^\infty \rho c \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{r} \right) dz + \frac{g}{f} \int_n^\infty \rho \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial c}{\partial t} dz + \frac{g}{f} \int_n^\infty \rho \frac{\partial \alpha}{\partial t} \frac{\partial c}{\partial s} dz \\ & - \frac{g}{2f} \int_n^\infty \rho \frac{\partial c^2}{\partial z} \frac{\partial}{\partial n} \tan \beta dz + \frac{g}{2f} \int_n^\infty \rho \tan \beta \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial c^2}{\partial z} dz \\ & + \frac{g}{f} \int_n^\infty \rho c^2 \frac{\partial \alpha}{\partial z} \frac{\partial}{\partial s} \tan \beta dz + \frac{g}{f} \int_n^\infty \rho c^2 \tan \beta \frac{\partial}{\partial s} \frac{\partial \alpha}{\partial z} dz + \frac{g}{f} \int_n^\infty \rho \frac{\partial \alpha}{\partial z} \tan \beta \frac{\partial c^2}{\partial s} dz \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\varepsilon}{f} \int_n^\infty c \frac{\partial \alpha}{\partial t} \frac{\partial \rho}{\partial s} dz + \frac{\varepsilon}{f} \int_n^\infty \frac{c^3}{r} \frac{\partial \rho}{\partial s} dz + \frac{\varepsilon}{f} \int_n^\infty c^3 \frac{\partial \alpha}{\partial z} \tan \beta \frac{\partial \rho}{\partial s} dz + \frac{\varepsilon}{f} \int_n^\infty \frac{\partial c}{\partial t} \frac{\partial \rho}{\partial n} dz \\
& + \frac{\varepsilon}{2f} \int_n^\infty \frac{\partial c^3}{\partial s} \frac{\partial \rho}{\partial n} dz + \frac{\varepsilon}{2f} \int_n^\infty \frac{\partial c^3}{\partial z} \tan \beta \frac{\partial \rho}{\partial n} dz + \rho_n \varepsilon w_n. \quad (12)
\end{aligned}$$

其中 c 表示气流方向上的全速度, α 为速度的水平分量和 x 軸所成的角, β 为全速度和水平面所成的角。以後 Т. И. Акимович^[6] 繼續研究了 Таборовский 方程, 分別討論了右端各項積分号下的符号对 $\frac{\partial p_n}{\partial t}$ 所起的作用, 並以地轉偏差原理解釋了它們的物理意义。Таборовский 方程右端一共包含 14 項, 其中重要的前三項積分号下的形式和我們所求的 $(\frac{\partial \zeta}{\partial t})_1$ 的三項相同。Таборовский 方程直接地联系了任意高度上的气压变化, 从这个方程可以帮助我們瞭解气压变化的物理过程。但是由於(12)式右端前 13 項都包含由該高度到大气上界的積分, 而且还包括一些 $\frac{\partial}{\partial t}$ 的項目, 因此在实际的預報上就难以使用。

R. C. Sutcliffe^[7] 研究大气發展, 曾求出下式來表示空气柱的相对輻散:

$$\operatorname{div}_2 \mathbf{v} - \operatorname{div}_3 \mathbf{v}_0 = -\frac{v_T}{f} \frac{\partial}{\partial s} (f + 2\zeta_0 + \zeta_T) \quad (13)$$

其中 ζ_0 表示地面气流場渦度, ζ_T 是熱成風渦度。後來 R. C. Sutcliffe 与 A. G. Forsdyke^[8] 曾討論上式中最主要的 ζ_T 的作用, 以厚度場構造表示大气下層裏的平均垂直運動(下沉或上升), 联系到低空反气旋性或气旋性渦度的產生, 从而得出不同厚度型式下低空天气系統發展的定則。但他們只得出厚度場型式, 却沒能考慮適於大气發展的高度場的型式。本文所討論的对象和 Sutcliffe 的对象虽有不同, 但我們所求出的 $(\frac{\partial \zeta}{\partial t})_2$ 所包括的三項型式和(13)式的 ζ_T 項却完全一致。

在本文的(5)式中, 同時包括了高度場和厚度場的作用, 在实用時可於某一地區分別檢查高度場和厚度場的作用, 最後看它們的淨作用。根据 В. А. Бугаев 論文^[9] 中所給出的數量級:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{r} \frac{\partial^3 \phi}{\partial n \partial s} + \frac{\partial \phi}{\partial n} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{r} \right) &= \frac{\partial^3 \phi}{\partial s^3} \doteq 15 \sim 42 \times 10^{-18} \text{ 十米/米}^3, \\
\frac{1}{r'} \frac{\partial^3 h}{\partial n' \partial s'} + \frac{\partial h}{\partial n'} \frac{\partial}{\partial s'} \left(\frac{1}{r'} \right) &= \frac{\partial^3 h}{\partial s'^3} \doteq 15 \sim 42 \times 10^{-18} \text{ 十米/米}^3, \\
\frac{\partial^3 \phi}{\partial n^3 \partial s} &\doteq 5.6 \times 10^{-18} \text{ 十米/米}^3, \quad \frac{\partial^3 h}{\partial n^3 \partial s'} \doteq 8 \times 10^{-18} \text{ 十米/米}^3.
\end{aligned}$$

由此, (10) 和 (11) 式的第一項与第二項的和常常比第三項大, 但第三項仍不能忽略。这就必然地要增加上述定則在实用時的複雜性。也只有高空記錄相当多, 等高線

和等厚度線的分佈相当詳確的情況下，上述定則才能得到很好的运用。值得注意的是 $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_1$ 和 $\frac{\partial \phi}{\partial n}$ 成比例， $\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)_2$ 和 $\frac{\partial h}{\partial n}$ 成比例，因此地轉風渦度平流和熱成風渦度平流的作用在急流區或鋒區上最大。

另外在(5)式中，我們是分別考慮高度場和厚度場的作用，因而沒有得到高度場與厚度場相互關係所引起的作用。但我們这样做，在实用上更簡便些。

二

在本文寫成後，作者看到苏联水文气象局中央預報研究所 1955 年出版的“短期天气預報手册”^[9]一書。在討論气压变化問題中，以經驗方法得到下列關係：

$$\nabla^2 \frac{\partial \phi}{\partial t} = -m \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad (16)$$

其中 m 为由經驗上定出的比例常數，按照所选的水平尺度而異，大約是 6—13。並且

(16)式兩項的相關係數為 -0.73 — -0.94 。其中 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ 。

因此由地轉風關係和(16)式，可得

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} = \frac{1}{f} \frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \phi = \frac{1}{f} \nabla^2 \frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{m}{f} \frac{\partial \phi}{\partial t},$$

將上式分別代入(10)，(11)式中，則得

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)_1 = \frac{1}{fm} \frac{\partial \phi}{\partial n} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s} + \frac{\partial \phi}{\partial n} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s} \right) \right], \quad (17)$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)_2 = \frac{1}{fm} \frac{\partial h}{\partial n'} \left[\frac{1}{r'} \frac{\partial^2 h}{\partial n' \partial s'} + \frac{\partial h}{\partial n'} \frac{\partial}{\partial s'} \left(\frac{1}{r'} \right) + \frac{\partial}{\partial n'} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial n' \partial s'} \right) \right], \quad (18)$$

而由(8)式

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)_1 + \gamma \left(\frac{\partial \phi}{\partial t}\right)_2. \quad (19)$$

因此我們得到下列的預報高空气压場变化的定則：

1. 当等高線(或等厚度線)呈气旋性弯曲，等高線(或等厚度線)輻合時；或当等高線(或等厚度線)呈反气旋性弯曲，等高線(或等厚度線)輻散時；則有加压作用。

2. 当等高線(或等厚度線)呈气旋性弯曲，等高線(或等厚度線)輻散時；或当等高線(或等厚度線)呈反气旋性弯曲，等高線(或等厚度線)輻合時；則有減压作用。

3. 当等高線(或等厚度線)是直線時，虽有輻合、輻散，並不能引起高空气压場变化(不考慮密度項作用)。

4. 当等高線或等厚度線的气旋性曲率沿着各該線的正方向* 減小; 或反气旋性曲率增加時; 則有減压作用。

5. 当等高線或等厚度線的气旋性曲率沿着各該線的正方向增加; 或反气旋性曲率減小時; 則有加压作用。

6. 当等高線(或等厚度線)輻散時, 輻散的程度向低值方面增加; 或当等高線(或等厚度線)輻合時, 輻合的程度向高值方面增加; 則有加压作用。

7. 当等高線(或等厚度線)輻合時, 輻合的程度向低值方面增加; 或当等高線(或等厚度線)輻散時, 輻散的程度向高值方面增加; 則有減压作用。

在上書^[9]中, 已經用另法求出上述 1—7 由等高線分佈所引起的高空气压变化的定則。

今以 1000 毫巴的絕對位势为 ϕ_0 , ϕ 仍为 500 毫巴絕對位势, h 仍为 1000—500 毫巴相对位势, 則

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial \phi_0}{\partial t},$$

其中 $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ 可由 (19) 式求出, $\frac{\partial h}{\partial t}$ 为气柱平均温度的变化, 它可以由平流变化, 絕熱变化以及非絕熱变化造成, 但在短時間的預報主要地是決定於温度平流和垂直运动的作用, 這裏只考慮平流作用,

$$\frac{\partial h}{\partial t} \approx -u \frac{\partial h}{\partial x} - v \frac{\partial h}{\partial y},$$

其中 u, v 为 1000—500 毫巴間的平均水平風速, 由此

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial t} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_1 + \gamma \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_2 + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y}. \quad (20)$$

上式最後一項表示温度平流作用, 在地轉風近似下, 可以用温压場構造來表示。因为地面气压是和 $\frac{\partial \phi_0}{\partial t}$ 成正比, 所以当暖平流時, 地面气压下降; 当冷平流時, 地面气压上升。

所以由 (20) 式可以預報地面气压系統的發展, 它是根据高空地轉風渦度平流, 熱成風渦度平流和低空温度平流共同作用的結果, 定性的規則已如上述。

* 等高線或等厚度線的正方向是沿著正方向前進時, 指高值在右, 低值在左。

参考文献

- [1] Кибель, И. А., Прогноз погоды как задача динамической метеорологии. 1947. 苏联科学院献给伟大的十月社会主义革命 30 週年论文集(譯文載气象学譯報 2 (1), 1955).
- [2] Charney, J.G., Fjörtoft, R. and Neumann, V., Numerical integration of the barotropic vorticity equation. *Tellus* 2, (4), 1950.
- [3] Eliassen, A., Simplified dynamic models of the atmosphere, designed for the purpose of numerical weather predication. *Tellus* 4, (3), 1952.
- [4] Árnason, G., A baroclinic model of the atmosphere applicable to the problem of numerical forecasting in three dimensions.(I) *Tellus*, 4, (4), 1952.
- [5] Бугаев, В.А., О порядке величин горизонтальных производных барического и температурного полей атмосферы. *Изв. АН СССР, сер. геофиз.* №4, 1952.
- [6] Акимович, Т.И., 動力气象学讲义, 第 16 章 “Н. Л. Таборовский 方程”.
- [7] Sutcliffe, R. C., A contribution to the problem of development. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 73, 1947 (譯文載气象学譯報 2 (2), 1955).
- [8] Sutcliffe, R. C. and Forsdyke, A. G., The theory and use of upper air thickness patterns in forecasting. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* 76, 1950.
- [9] Руководство по краткосрочным прогнозам погоды (часть I) ЦИП ГУГО СССР.
- [10] 顧震潮, 大範圍高空溫压場的流体力学預報(綜合報告)上, 下, 气象学报 26 (3), (4), 1955.

СПОСОБ ПРОГНОЗА ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ В БАРОКЛИНИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

ЧЖУ БАО-ЧЖЭНЬ

(Институт Геофизики АН Китая)

РЕЗЮМЕ

Интегрируя уравнение вихря скорости по вертикали, получим:

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial t} = \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_1 + \gamma \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_2 + u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y},$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_1 = \frac{1}{f m} \frac{\partial \phi}{\partial n} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial^2 \phi}{\partial n \partial s} + \frac{\partial \phi}{\partial n} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial n^2} \right) \right],$$

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_2 = \frac{1}{f m} \frac{\partial h}{\partial n'} \left[\frac{1}{r'} \frac{\partial^2 h}{\partial n' \partial s'} + \frac{\partial h}{\partial n'} \frac{\partial}{\partial s'} \left(\frac{1}{r'} \right) + \frac{\partial}{\partial s'} \left(\frac{\partial^2 h}{\partial n'^2} \right) \right].$$

Где ϕ — абсолютный геопотенциал поверхности 500 mb, h — относительный геопотенциал поверхности 1000—500 mb, u , v — средние ветры между поверхностями

1000—500 mb, γ и m —эмпирические коэффициенты.

Эти уравнения показывают, что изменение давления на уровне изобарических поверхности 1000 mb может быть определено по структуре термобарического поля. Поэтому мы получим качественные правила прогноза изменения в зависимости от сочетания сходимости-расходимости и кривизны изогипс (или изотерм), от изменения кривизны изогипс (или изотерм) по течению геострофического ветра (или течению термического ветра), от изменения сгущения изогипс (или изотерм) по течению геострофического ветра (или течению термического ветра) и от адвекции средней температуры 1000—500 mb.