

論 著

兩參數斜壓模式中的定性預報規則*

張 世 烈

(北京氣象專科學校)

提 要

本文根據 Thompson 和 Gates 的兩參數模式，討論了決定絕對渦度發展和熱成風渦度變化的因子，從而得到一些預報大型擾動的定性規則。

一. 引 言

天氣發展是一個三度的問題，如果引用高空溫度分佈的模式，可把三度問題簡化為二度。在摩擦層以上，高空水平溫度梯度的方向隨高度變化甚小，可以略去。在這樣的假定下，建立了各種兩參數模式，就其實質和數學形式來說，都是相同的。數值試報的結果說明準確率一般甚好。

這裏取 Thompson 和 Gates 的兩參數模式^[1]，加以分析，製出一些定性規則，來預報大型擾動的發展。兩參數是平均層 \bar{p} (500 毫巴) 等壓面絕對位勢高度 $\bar{\psi}$ 和 \bar{p} 等壓面對 p_0 (1000 毫巴) 等壓面相對位勢高度 $\bar{\varphi}$ 。在準地轉條件下， $\bar{\psi}$ 和 $\bar{\varphi}$ 的預報方程^[2]為：

$$\nabla^2 \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} + J(\bar{\psi}, \nabla^2 \bar{\psi} + f) + KJ(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\varphi}) = 0^{**}, \quad (1)$$

$$\left[\nabla^2 + \frac{2f}{\sigma(p_0 - p\bar{F})} \right] \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial t} + J(\bar{\psi}, \nabla^2 \bar{\varphi}) + J(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\psi}) + LKJ(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\varphi}) + \beta \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x} + \frac{2f}{\sigma(p_0 - p\bar{F})} J(\bar{\psi}, \bar{\varphi}) = 0. \quad (2)$$

上式 x 指向東， y 指向北， t 為時間。 $\nabla^2 \bar{\psi}$ 為相對渦度， $\nabla^2 \bar{\varphi}$ 為熱成風渦度。 $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ ，

* 1957 年 3 月 7 日收到。

** 此處已略去垂直運動項 $-fp_0^{-1}\omega_0$ 。

f 為地轉參數。 F 為氣壓 p 的函數。 $\sigma = \frac{R}{f} \frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$, T 為溫度, θ 為位溫, R 為氣體常數。 係數 $K = 0.634$, $L = 0.452^{[2]}$ 。

二. 渦度方程的分析

由(1)可知, 絕對渦度 ($\nabla^2 \bar{\psi} + f$) 的發展因子是熱成風渦度平流 [$-J(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\varphi})$]. 取 x 沿 $\bar{\varphi}$ 的切綫 s 方向, y 沿 $\bar{\varphi}$ 的法綫 n (指向高值) 負方向, 熱成風渦度平流可寫成

$$-J(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\varphi}) = -\bar{\varphi}_n \frac{\partial \nabla^2 \bar{\varphi}}{\partial s}. \quad (3)$$

溫度槽前熱成風渦度變化 $\frac{\partial \nabla^2 \bar{\varphi}}{\partial s} < 0$, 所輸送的是氣旋式的熱成風渦度, 即 $-J(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\varphi}) > 0$. 溫度槽後熱成風渦度變化 $\frac{\partial \nabla^2 \bar{\varphi}}{\partial s} > 0$, 所輸的是反氣旋式的熱成風渦度, 即 $-J(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\varphi}) < 0$. 由(1), 氣旋式的熱成風渦度平流入槽, 氣旋式擾動加強, 抵脊、反氣旋式擾動減弱。 反氣旋式的熱成風渦度平流入槽, 氣旋式擾動減弱, 抵脊、反氣旋式擾動加強。 如果等高綫原為平直的, 只要溫度場上出現槽脊, 則將引起氣壓場上槽脊發生。 水平溫度梯度 $\bar{\varphi}_n$ 愈大, 擾動的變化越大。

熱成風渦度變化可寫成

$$\frac{\partial}{\partial s} \nabla^2 \bar{\varphi} = \bar{\varphi}_{ns} k + \bar{\varphi}_n k_s + \frac{\partial}{\partial s} \bar{\varphi}_{nn}, \quad (4)$$

上式 $\bar{\varphi}_{ns}$ 為等溫綫輻散程度, k 為等溫綫曲率, k_s 為等溫綫曲率的變化, $\frac{\partial}{\partial s} \bar{\varphi}_{nn}$ 為等溫綫密度沿熱成風方向的變化。 溫度槽前: 因有

$$\frac{\partial \nabla^2 \bar{\varphi}}{\partial s} < 0,$$

故有

$$|\bar{\varphi}_n k_s| > |k \bar{\varphi}_{ns} + \frac{\partial}{\partial s} \bar{\varphi}_{nn}|.$$

溫度槽後: 因有

$$\frac{\partial \nabla^2 \bar{\varphi}}{\partial s} > 0,$$

故有

$$\bar{\varphi}_n k_s > |k \bar{\varphi}_{ns} + \frac{\partial}{\partial s} \bar{\varphi}_{nn}|.$$

所以 $\frac{\partial \nabla^2 \bar{\varphi}}{\partial s}$ 與 k_s 同號。 由高空分析經驗, $\frac{\partial}{\partial s} \bar{\varphi}_{nn}$ 甚小, 可以略去。 如 $\bar{\varphi}_{ns} k$ 和 $\bar{\varphi}_n k_s$ 同號, 且二者的變化越大, 則 $\frac{\partial \nabla^2 \bar{\varphi}}{\partial s}$ 越大。 如二者異號, 雖其變化甚大, 則 $\frac{\partial \nabla^2 \bar{\varphi}}{\partial s}$ 較小。

綜上分析，可得下列五條規則：

(1) 等溫綫平直均勻，或等高綫和等溫綫互相平行，則擾動不發展。等溫綫越密，熱成風渦度變化越大，擾動發展越強。

(2) 溫度槽落後於氣壓槽，溫度槽前等溫綫輻散(或輻合)，氣旋式曲率向下游減小，則低槽將強烈發展(或發展很小)。(圖 1, 2)

(3) 溫度脊在高脊之後，溫度脊前等溫綫輻散(或輻合)，反氣旋式曲率向下游減小，則高脊將強烈發展(或發展很小)。(圖 3, 4)

(4) 溫度槽在低槽之前，溫度槽後等溫綫輻散(或輻合)，反氣旋式曲率向下游減小，則低槽將迅速減弱(或減弱很小)。(圖 5, 6)

(5) 溫度脊在高脊之前，脊後等溫綫輻散(或輻合)，氣旋式曲率向下游減小，則高脊將要崩潰(或減弱很小)。(圖 7, 8)

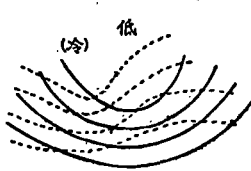


圖 1. 強烈發展的低槽。實綫是 500 毫巴的等高綫，虛綫是 500—1000 毫巴的等厚度綫

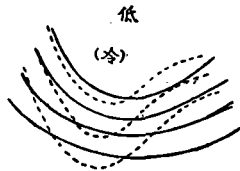


圖 2. 很小發展的低槽



圖 3. 強烈發展的高脊

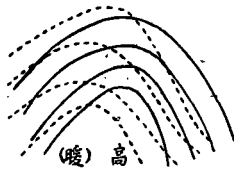


圖 4. 很小發展的高脊

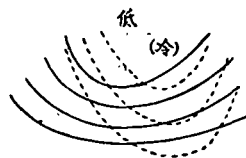


圖 5. 迅速減弱的低槽

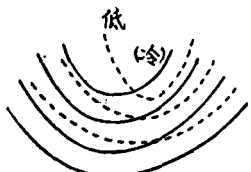


圖 6. 緩慢減弱的低槽

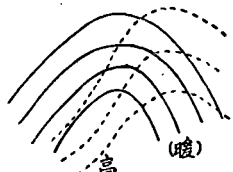


圖 7. 迅速崩潰的高脊



圖 8. 緩慢減弱的高脊

三. 熱成風渦度方程的分析

上節中，沒有考慮平均溫度場改變的影響。顯然，溫度場的改變會引起熱成風渦度和絕對渦度的變化。由(2)可知，平均溫度場的改變是由下列五個因子決定的：①地轉

風輸送的熱成風渦度 $-J(\bar{\psi}, \nabla^2 \bar{\varphi})$; ② 熱成風輸送的地轉風渦度 $-J(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\psi})$; ③ 緯度影響 $-\beta \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x}$; ④ 熱成風渦度平流 $-LJ(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\varphi})$; ⑤ 冷暖平流 $-\frac{2f}{\sigma(p_0 - \bar{p}\bar{F})} \cdot J(\bar{\psi}, \bar{\varphi})$.

取特性長度 10^6 米, 特性時間 10^5 秒, 特性高度 5×10^3 米, 溫度 $10^2 A$, 氣壓 10^2 米⁻¹ 噸秒⁻², 則

$$\begin{aligned} J(\bar{\psi}, \nabla^2 \bar{\varphi}) &\approx 1.43 \times 10^{-7} \text{ 秒}^{-2}, \\ J(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\psi}) &\approx 1.43 \times 10^{-7} \text{ 秒}^{-2}, \\ \beta \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x} &\approx 4.8 \times 10^{-9} \text{ 秒}^{-2}, \\ LJ(\bar{\varphi}, \nabla^2 \bar{\varphi}) &\approx 3.7 \times 10^{-8} \text{ 秒}^{-2}, \\ \frac{2f}{\sigma(p_0 - \bar{p}\bar{F})} J(\bar{\psi}, \bar{\varphi}) &\approx 2.4 \times 10^{-7} \text{ 秒}. \end{aligned}$$

由此, ③和④可以略去。

(1) 冷暖平流 取 x 軸沿 $\bar{\psi}$ 的切綫 S 方向, y 沿 $\bar{\psi}$ 的法綫 N (指向高值) 的負方向, θ 為 $\bar{\psi}$ 和 $\bar{\varphi}$ 的交角, 則冷暖平流項可寫成

$$-\frac{2f}{\sigma(p_0 - \bar{p}\bar{F})} J(\bar{\psi}, \bar{\varphi}) = -\frac{2f}{\sigma(p_0 - \bar{p}\bar{F})} \bar{\psi}_N \bar{\varphi}_{r_1} \sin \theta, \quad (5)$$

式中 $\bar{\psi}_N$ 為 $\bar{\psi}$ 的水平梯度, $p_0 - \bar{p}\bar{F} = 0.43 p_0$, $\sigma = \frac{R}{f} \frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} = -\frac{R}{f} \frac{\gamma_d - \gamma}{\rho g}$. 其中 ρ 為空氣密度, g 為重力加速度, γ_d 為干絕熱直減率, γ 為大氣溫度直減率, 對流層中一般 $\gamma_d > \gamma$, 故 $\sigma < 0$. 由此, 可得下列三條規則:

- ① 冷平流會使氣旋式熱成風渦度加強, 暖平流會使反氣旋式熱成風渦度加強;
- ② 等溫綫越密, 平流越強, 熱成風渦度發展越快;
- ③ 等高綫越密, 平流越強, 熱成風渦度發展越快。

(2) 地轉風輸送的熱成風渦度 把 $-J(\bar{\psi}, \bar{\varphi})$ 寫成 $-\bar{\psi}_N \frac{\partial \nabla^2 \bar{\varphi}}{\partial S}$. 沿等高綫 ABC (圖 9), 熱成風渦度由反氣旋式的變為氣旋式的, 則 BC 區域反氣旋式熱成風渦度會加強。



圖 9. 地轉風輸送的熱成風渦度圖

沿等高綫 abc , 熱成風渦度由氣旋式的改變為反氣旋式的, 則 bc 區域氣旋式的熱成風渦度會加強。等高綫越密, 這種變化越大。

(3) 熱成風輸送的地轉風渦度 分析方法及作用同(2), 不再重複。

氣旋式熱成風渦度的增大, 會使溫度槽加深和溫度槽前等溫綫輻散加大。反氣旋式熱成風渦度的增大, 會使溫度脊加強和溫度脊前等溫綫輻合加大。因此, 溫度脊前熱成風渦度變化將隨時間而減小, 溫度槽前熱成風渦度變化將隨時間而加大。

四. 例 子

下面是 1955 年 2 月中旬侵入我國的寒潮^[3,4]的分析舉例。

16 日：寒潮前一日，烏拉爾山東爲一高脊，貝加爾湖西爲一低槽，等溫綫位相落後於等高綫位相。脊前等溫綫反氣旋式曲率向下游減小，略有輻合。脊上暖平流和地轉風輸送的反氣旋式熱成風渦度較強，熱成風輸送的反氣旋式地轉風渦度較弱，溫度脊稍會加強，等溫綫輻合增加不大，因此，高脊將稍加發展。槽前等溫綫氣旋式曲率減小甚大，且有輻散。貝湖區及蒙古人民共和國西北部爲冷平流，地轉風輸送的熱成風渦度和熱成風輸送的地轉風渦度均爲氣旋式的，溫度槽會發展，等溫綫輻散會加大，因此，低槽將急劇加深(圖 10)。

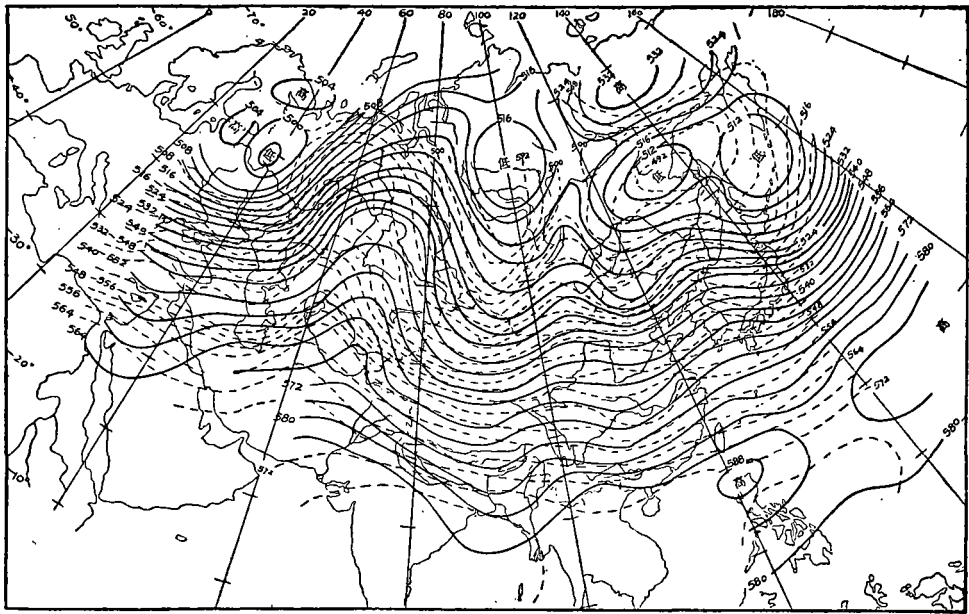


圖 10. 1955 年 2 月 16 日 15 世界時 500 毫巴溫壓場圖

17 日：寒潮第一日，高脊移至巴爾克什湖之北，低槽移至我國內蒙古自治區西部，均已發展。溫度脊在高脊之後，溫度脊前等溫綫反氣旋式曲率減小甚烈，輻合較強。脊上暖平流，熱成風輸送的反氣旋式地轉風渦度和地轉風輸送的反氣旋式熱成風渦度甚弱，溫度脊發展不大，等溫綫輻合增加不大，因此，高脊還會加強。溫度槽落後於低槽，槽前等溫綫氣旋式曲率向下游減小甚快，輻散較強。自蒙古人民共和國至我國黃河流域均爲強烈冷平流，地轉風輸送的熱成風渦度及熱成風輸送的地轉風渦度均爲氣旋式的，溫度槽將更發展，等溫綫輻散將更加大，因此，低槽將更急劇加深。貝湖東南小脊位於溫度脊之後，等溫綫曲率由氣旋式變爲反氣旋式，輻散甚強，故小脊將迅速崩潰(圖 11)。

18 日：寒潮第二日，高脊移至我國新疆之北，低槽已伸至長江流域。溫度脊略落

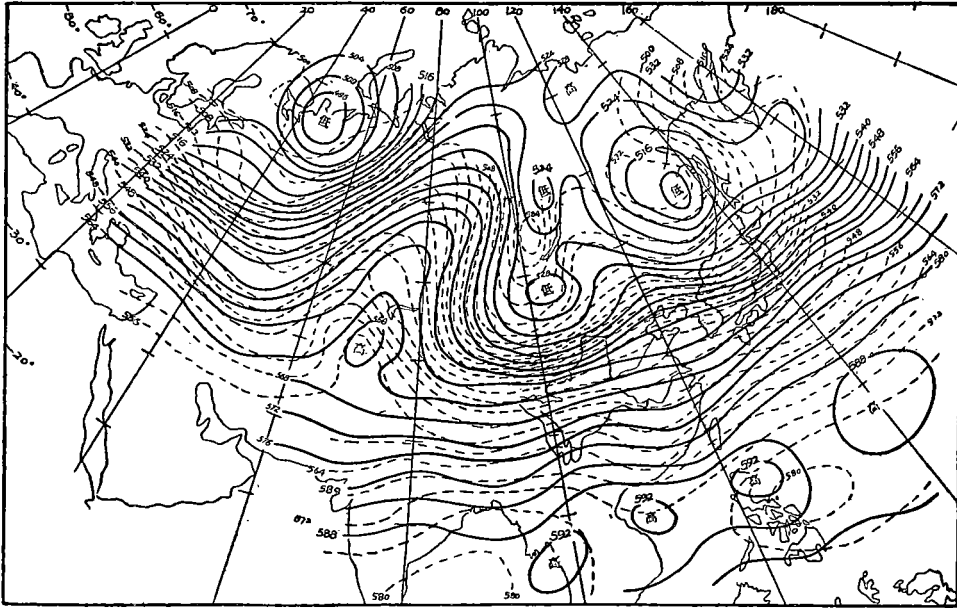


圖 11. 1955 年 2 月 17 日 15 世界時 500 毫巴溫壓場圖

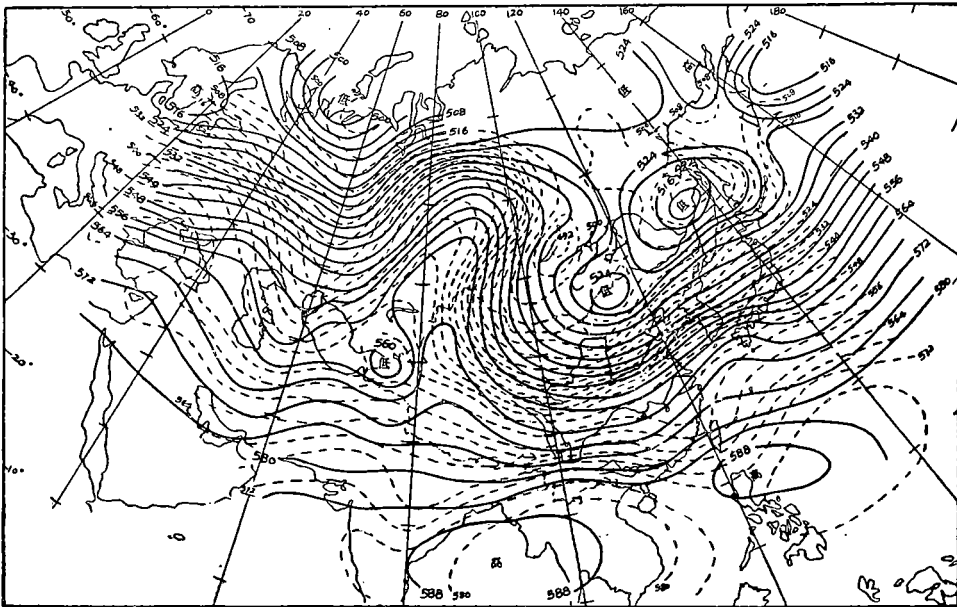


圖 12. 1955 年 2 月 18 日 15 世界時 500 毫巴溫壓場圖

後於高脊，溫度脊前等溫綫反氣旋式曲率向下游迅速減小，並有輻合。脊上暖平流區域甚小，地轉風輸送的反氣旋式熱成風渦度較大，熱成風輸送的反氣旋式地轉風渦度較小，溫度脊加強甚小，等溫綫輻合加強不大，因此，高脊還有一些發展。黃河流域上空溫度槽落後於低槽，等溫綫氣旋式曲率向下游減小。自蒙古人民共和國至我國長江以北有強烈冷平流，地轉風輸送的氣旋式熱成風渦度和熱成風輸送的氣旋式地轉風渦度也

較大，溫度槽將向南發展，等溫綫將會發生輻散，因而低槽將更加深（圖 12）。

19 日：寒潮第三日，低槽位於我國東岸，得到強烈發展，冷空氣已到達南海上空（圖 13）。

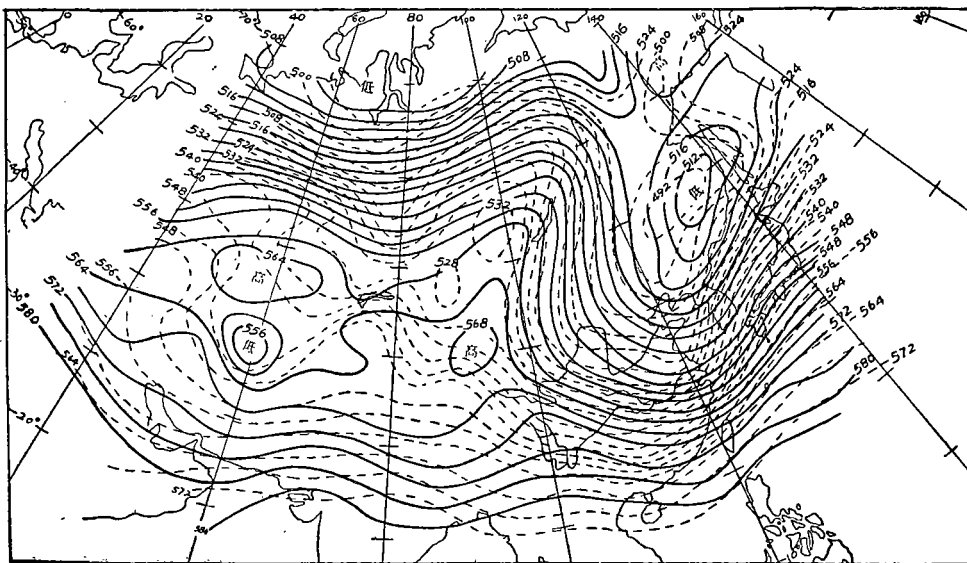


圖 13. 1955 年 2 月 19 日 15 世界時 500 毫巴溫壓場圖

參 考 文 獻

- [1] Thompson, P. D. and W. L. Gates: A test of numerical prediction methods based on the barotropic and two-parameter baroclinic models. *J. Meteor.*, **13** (1956), 127—141.
- [2] Berkofsky, L.: A three-parameter baroclinic numerical-prediction model. *J. Meteor.*, **13** (1956), 102—111.
- [3] 廖洞賢：簡化的兩參數模型的圖解數值預報。氣象學報，**27** (1956)，153—166。
- [4] 天氣處及中央氣象台：檢查 1955 年 2 月中旬一次寒潮的預報警報發佈工作的報告。天氣月刊附刊，1955，11—12 月號。

QUALITATIVE FORECASTING RULES IN TWO-PARAMETER BAROCLINIC MODEL

CHANG SHIH-LIEH

(Peking Meteorological College)

ABSTRACT

Based on Thompson and Gates' two-parameter model, the factors determining the development of absolute vorticity and the variation of thermal vorticity are discussed; and then some qualitative rules for predicting the development of large-scale disturbances are obtained.