

論 著

# 从冬季东亚常定流型計算冷热源 分布的初步研究

巢 紀 平

(中国科学院地球物理研究所)

## 提 要

本文用常定兩層模式理論作基礎，由冬季东亚 500 毫巴常定流型計算所需要的冷热源分布及强度。作者發現非絕热增温或冷却的作用是巨大的。

作者也提出，为了更进一步的定量分析，迫切需要根据大量可靠材料來制作新的东亚各等压面平均高度圖及平均流綫圖。

## 一. 引 言

高空和地面的常定流型是大气环流很重要的一面。近年來对于这方面，特别是对高空常定流型，大家很是注意。根本說來，大气环流的这一方面，正像整个大气环流本身一样，是在一定的辐射空間分布下，通过可压缩性在轉动地球上發生了运动。并且在这运动一开始起，在边介条件(地形阻碍、摩擦)及湍流的作用下，通过复雜的动力过程造成运动的复雜化，并通过由此形成的水分对辐射吸收和放射、蒸發凝結、湍流輸送等回过来又影响辐射場的分布。

因此，在大气环流的形成中，理想的原始辐射分布(只是由緯度及海陸分布决定)和以后的动力过程是难以分割的。在这意义上，我們可以說：“大气环流是一个由动力原因和热力原因相互作用而形成的整体，單強調其一方面的理論必然是不能很好地解釋实际觀測到的客觀事实”<sup>[1]</sup>。“冷热差异是大气运动的基本矛盾，但是反过来当天气过程中產生了动力作用之后，就会積極影响‘热力作用’”<sup>[2]</sup>。也就是在这样的基礎上，

\* 1956年4月25日收到。

我們才能够了解把地形动力擾动和海陸“热力”擾动一起提出來<sup>[2]</sup>的意义。

由此可見，除了英美等資本主义國家的学者以外（見参考文献[1]中所引），还有如 Шулейкин<sup>[3]</sup>，Погосян<sup>[4]</sup>等單純从“热力”因子來直接解釋平均气压分布或流型都是不妥当的。而顧震潮<sup>[5]</sup>，Петросяни<sup>[6]</sup>單純強調地形动力作用也是不对的。甚至單純地把兩個因素并列也是不对的。

然而，由于理論上的困难，首先是非綫性天气方程組处理的困难，要从实际或理想的冷热源分佈和边界条件、湍流作用把天气方程組求出常定解，以解釋及驗證实际常定流場是非常困难的\*。各种綫性化的处理<sup>[7-9]</sup>虽然避免了困难，但也因此而大大地限制了解釋可以应用的範圍。近來在高速电子計算机的帮助下，这問題开始有了作直接处理的可能<sup>[10]</sup>。可以預料，这方面問題的解决对于大气环流的了解以及長期預报的精确性有着重大的意义。

另外一方面，我們也可以从实际流場作出發点，來分析它的構造，而回過來再了解它的原始擾动場。在質的方面，这种工作过去是做得很多的，但在量的分析上主要是 Wippermann<sup>[11]</sup>的工作。Wippermann 簡單的考慮从 500 毫巴实际流場，用渦度方程計算出平衡渦度平流來討論非絕热加热和地形强迫上升的作用。但是 Wippermann 工作的缺点是很多的，不僅他所根据的理論比較簡單一些，特别是还有着一些矛盾的地方。并且他討論的也只限于大西洋和北美洲，沒有对东亚的流型加以考慮。因此在更進一步的理論計算基礎上，对东亚平均流型作進一步的定量分析是完全必要的。我們这工作便是从二層模式理論作基礎，由东亚 500 毫巴常定流型來計算所需要的冷热源分布。

## 二. 方 法

研究大气环流中冷热源的工作，在原則上可以分成二类。第一类我們称它为运动学方法。其要点是由运动学方法算出温度的平流变化，然后从热流入量方程推算常定状态下温度非平流变化的分布（包括絕热冷却加热和非絕热冷却加热）。亦即把热流入量方程寫成：

$$Q = \frac{dq}{dt} = C_p \frac{dT}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt}, \quad (1)$$

或

$$Q = C_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla_p T + \pi \frac{\partial T}{\partial p} \right) - \frac{1}{\rho} \pi, \quad (1')$$

\* Шулейкин (多少由靜力考慮)預先規定  $\nabla p = -C \nabla T$ ，以及 Погосян 的單純的运动学及靜力学处理，顯然都不能正确表示复雜的动力过程和动力过程对冷热源分布的作用。

其中  $Q$  是單位時間內單位質量所收到(或放出)的热能(包括輻射、凝結和湍流等作用);  $\mathbf{V}$  是水平風速向量;  $T$  是溫度;  $w = \frac{dp}{dt}$  是垂直速度;  $C_p$  是定压比热。如果考慮的是常定問題則(1')可寫成:

$$Q + \frac{\gamma_a - \gamma}{\gamma_a} \frac{\pi}{\rho} = C_p \mathbf{V} \cdot \nabla_p T, \quad (2)$$

式中  $\gamma$  是溫度直減率;  $\gamma_a$  是絕热梯度。Погосян<sup>[4]</sup>, Wexler<sup>[12]</sup> 的工作是屬於這一類。由此 Погосян 討論了非平流溫度變化对大氣环流所起的作用。这种方法的优点是計算簡單, 缺点是沒有考慮到垂直运动对  $Q$  的影响, 但这种影响是非常重要的。

第二类我們称它为动力学法。主要是用渦度方程出發來討論。例如: Wippermann<sup>[13]</sup> 取对高度平均后的渦度方程:

$$\frac{d}{dt} (f + \zeta) = -\frac{f}{H} W_0, \text{ 而 } W_0 = \left( \frac{dZ}{dt} \right)_{Z=0} = \left[ \frac{d\theta}{dt} - \mathbf{V} \cdot \nabla \theta \right] / \frac{\partial \theta}{\partial z},$$

式中  $\zeta$  是相对渦度的垂直分量;  $f$  是科里奧利参数;  $H$  是均質大氣的高度;  $\theta$  是位温(符号以下均同此)。Wippermann 由此用等熵垂直运动來代替有冷热源而無垂直运动的流动, 以討論緯圈环流的構造。Smagorinsky<sup>[7]</sup> 不加積分而直接取一度的渦度方程:

$$U \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \beta v = \frac{\beta}{\rho} \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}, \text{ 而 } w = \left[ \frac{1}{C_p T} \frac{dq}{dt} - \mathbf{V}_h \cdot \ln \theta \right] / \frac{\partial \ln \theta}{\partial z}.$$

Petterssen<sup>[14]</sup> 取  $x, y, \theta$  系統中的常定渦度方程:

$$\nabla \cdot (\xi \mathbf{V}) = -\frac{\partial \xi}{\partial \theta} \frac{d\theta}{dt},$$

來研究大氣常定环流与冷热源的关系。而 Charney 和 Phillips<sup>[15]</sup> 取  $x, y, \theta, t$  系統中的渦度方程:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{m^2}{f} \times J(q, \psi) + q \frac{\partial Q}{\partial \theta} - Q \frac{\partial q}{\partial \theta} \quad (Q = d\theta/dt),$$

(式中  $q \equiv -(f + \zeta) (\partial p / \partial \theta)^{-1}$  是位势渦度;  $\psi = C_p T + \phi$  是等熵面上的流函数;  $J$  是 Jacobian 算符)來討論有冷热源作用时的非常定大規模准水平运动。

上面这些方法虽然有形式上的出入, 但原則上是等值的, 都是把热流入量方程和渦度方程通过垂直运动連接起來而考慮  $Q$ 。这类方法的优点是物理过程与实际的情况更接近, 因为本來非絕热变化的热力作用是通过动力过程而影响运动場的, 脱离了实际的动力过程是难于得到正确的了解的。但是在这方法中, 一般要知道渦度随高度的变化后才能計算, 这是一个三度的問題, 因此計算也比較复雜。

另外 Aubert 和 Winston<sup>[16]</sup> 直接由水平輻散來量度垂直运动, 根据(2)式計算了北

半球(缺东亚)的冷热源分布。

在实际分析中 Wippermann<sup>[11]</sup>曾把涡度方程垂直平均后

$$\frac{\bar{\zeta}}{f} \bar{J}_p \left( h, \frac{\bar{\zeta}}{f} \Delta_p h + f \right) = \overline{W_p \frac{\partial}{\partial p} (\zeta + f)},$$

直接用到 500 毫巴等压面上, 认为其中右边一项是斜压性 ( $\zeta$  向上改变) 的结果, 也就把它当作冷热源的作用, 而又从  $\bar{J}_p$  来讨论冷热源的作用等等。但是问题在于把涡度方程垂直平均的意义就是为了要照顾到大气的斜压性, 如果只用一层 (500 毫巴等压面) 来计算涡度的水平平流 (即  $\overline{\mathbf{V} \cdot \nabla (\zeta + f)}$ ), 这样实际上就等于没有很充分地考虑到大气的斜压性。

我们现在所作的是用动力学法来分析二层模式中的环流形成, 这样既部分的考虑了大气的斜压性, 又在一定的程度上考虑了涡度的垂直输送作用。按照 Sawyer 和 Bushby<sup>[17]</sup> 我们假定大气是处在  $p=p_1$  (可以设想是对流层顶) 和  $p=p_0$  (可以设想是地面) 二等压面之间。  $p=p_m = \frac{1}{2}(p_0 + p_1)$  是  $p_1$  和  $p_0$  中间的平均等压面 (近似地当作 500 毫巴等压面)。引进垂直方向的坐标

$$\alpha = (p_0 + p_1 - 2p) / (p_0 - p_1), \text{ 而 } d\alpha = -2dp / (p_0 - p_1). \quad (3)$$

假定风的分布为

$$\mathbf{V}_\alpha = \mathbf{V}_{\alpha m} + \alpha \mathbf{V}'_\alpha, \quad (4)$$

其中  $\mathbf{V}_\alpha$  是任意层上的风速向量,  $\mathbf{V}_{\alpha m}$  是平均层上的风速向量,  $\mathbf{V}'_\alpha$  是热成风向量与高度无关。与 (4) 式相应的相对涡度的垂直分量是  $\zeta_\alpha = \zeta_{\alpha m} + \alpha \zeta'_\alpha$ 。涡度方程可以近似地写成:

$$\frac{d(\zeta + f)}{dt} = -(\zeta + f) \operatorname{div} \mathbf{V}, \quad (5)$$

其中  $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla_p + \pi \frac{\partial}{\partial p}$ 。连续性方程写成:

$$\frac{\partial \pi}{\partial p} = -\operatorname{div} \mathbf{V}. \quad (6)$$

由 (5) (6) 二式再假定运动是常定的, 就可以得到

$$\mathbf{V}_\alpha \cdot \nabla_p (\zeta_\alpha + f) + \pi \frac{\partial}{\partial p} (\zeta_\alpha + f) = (\zeta_\alpha + f) \frac{\partial \pi}{\partial p}. \quad (7)$$

把 (4) 式代入 (7) 式后对  $\alpha$  从 -1 到 +1 积分, 因为我们研究的区域是在高原以外的地区 (高原区无记录), 所以可以取边介条件:

• 原式还有摩擦项, 因与现在的讨论无关故未写出。

$$\text{当 } \alpha = \pm 1 \text{ 时, } \pi = 0. \quad (8)$$

由此得到

$$\mathbf{V}_{gm} \cdot \nabla (\zeta_{gm} + f) + \frac{1}{3} \mathbf{V}'_g \cdot \nabla \zeta'_g - \frac{2\zeta'_g}{p_0 - p_1} \int_{-1}^{+1} \pi d\alpha = 0. \quad (9)$$

假定垂直速度随高度的分布为

$$\pi = \pi_m (1 - \alpha^2), \quad (10)$$

式中  $\pi_m$  是  $p = p_m$  層上的垂直速度。对于常定問題假定这样的垂直速度分布是允許的，因为在平均的情况下，实际的垂直速度分布与(10)式很相近，而我們所研究的区域又已在西藏高原以外。

根据(10)式，(9)式最后一項就能積分，因此有

$$\mathbf{V}_{gm} \cdot \nabla (\zeta_{gm} + f) + \frac{1}{3} \mathbf{V}'_g \cdot \nabla \zeta'_g = \frac{8}{3} \frac{\pi_m \zeta'_g}{(p_0 - p_1)}. \quad (11)$$

另一方面， $\pi_m$  可以和非絕热加热联系起來。將(2)式从  $-1$  到  $0$  对  $\alpha$  積分得

$$\bar{Q} = C_p \mathbf{V}_{gm} \cdot \nabla T_0 - \frac{2}{3} \Gamma \pi_m, \quad (12)$$

式中  $\bar{Q}$  是  $0$  到  $500$  毫巴間  $Q$  的平均值； $\Gamma = \frac{\gamma_a - \gamma}{\gamma p}$  假定与  $\alpha$  無关。

將(11)式中的  $\pi_m$  代入(12)式中得

$$\bar{Q} = C_p \mathbf{V}_{gm} \cdot \nabla T_0 - \frac{\Gamma}{4} \frac{p_0 - p_1}{\zeta'_g} \left[ \mathbf{V}_{gm} \cdot \nabla (\zeta_{gm} + f) + \frac{1}{3} \mathbf{V}'_g \cdot \nabla \zeta'_g \right], \quad (13)$$

为了計算方便，我們用  $1000$  毫巴 和  $500$  毫巴等压面間的厚度  $h'$  來代替  $T_0$ 。因  $\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{g}{Rv}}$ ，取  $T = T_0 - v h'$  可以得  $h' = \frac{T_0}{v} \left[ 1 - \left(\frac{p}{p_0}\right) \frac{Rv}{g} \right] = C T_0$ ，其中  $C = \frac{1}{v} \left[ 1 - \left(\frac{p}{p_0}\right) \frac{Rv}{g} \right]$ 。

因此(13)式可以改寫成：

$$\bar{Q} = \frac{C_p}{C} \mathbf{V}_{gm} \cdot \nabla h' - \frac{\Gamma}{4} \frac{p_0 - p_1}{\zeta'_g} \left[ \mathbf{V}_{gm} \cdot \nabla (\zeta_{gm} + f) + \frac{1}{3} \mathbf{V}'_g \cdot \nabla \zeta'_g \right]. \quad (14)$$

在地轉近似下，相对渦度和热成風渦度可以寫成：

$$\zeta_{gm} = \frac{g}{f} \nabla^2 h_m, \quad \zeta'_g = \frac{g}{f} \nabla^2 h', \quad (15)$$

式中  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  是平面拉普拉斯算符； $h_m$  是  $500$  毫巴等压面的高度， $h'$  是  $1000$  毫巴到  $500$  毫巴間的厚度。(15)式相当于下面的差分形式：

$$\zeta_{gm} = \frac{g}{f} \frac{4}{d^2} (\bar{h}_m - h_m), \quad \zeta'_g = \frac{g}{f} \frac{4}{d^2} (\bar{h}' - h'), \quad (16)$$

其中  $\bar{h}$  (或  $\bar{h}'$ ) =  $\frac{1}{4} [h(x+d, y) + h(x-d, y) + h(x, y+d) + h(x, y-d)]$ ;  $d$  是所取網格的寬度。根据(14)和(16)二式可以進行数值計算。我們現在就用 Погосян 的一月份平均 500 毫巴絕對形势圖和相对形势圖來計算  $\bar{Q}$  的分布。先按照(16)式算出相对渦度 ( $\zeta_{gm}$ ) 和热成風渦度 ( $\zeta'_g$ ) 的分布(圖 1, 圖 2); 然后再算出平均層上絕對渦度的水平輸送(圖 3)以及热成風渦度的水平輸送(圖 4); 由圖 3 加上乘以  $\frac{1}{3}$  倍的圖 4 (得圖 5) 后, 除以  $\zeta'_g$  (圖 2) 再乘上常量  $\frac{\Gamma}{4} (p_0 - p)$  就得到(14)式右方第二項。只要把相对形势圖用絕對形势圖上的地轉風輸送一下就能得到温度平流(圖 6), 乘上常量  $C_p/C$  后就得到(14)式右方第一項。

### 三. 結果与討論

圖 3 是絕對渦度的水平輸送。Wippermann<sup>[11]</sup> 把圖 3 就看成是冷熱源的分布(符号要反一下), “+”區是冷源, “-”區是熱源, 但只要看一下圖 7 就知道他的結果与可能的冷熱源分布会有出入的, 例如这样一來, 西伯利亞西部北部都是熱源地区了。順便指出在东亚絕對渦度的水平輸送强度也要比 Wippermann 所計算的美洲的情况來得大些。

圖 7 是我們計算的最終結果——地面到 500 毫巴間冷熱源的分布圖。可以看出它与圖 9 很不一样了。和 Погосян<sup>[4]</sup> 的計算 [包括垂直运动下的絕热冷却或加热作用在內的非平流变化(圖 9)] 比較一下, 就可以發現几个明顯而重要的現象:

1) 西伯利亞的一片冷源区和日本东边的熱源区都和 Möller<sup>[18]</sup> (圖 8), Погосян 的計算是相对应的\* (不过位置偏东了一些); 冷熱源强度的比值也与 Погосян 的計算相近\*\*。

2) 亞洲大陸上負區的出現基本上可以用輻射冷却的热力影响來解釋。在 Möller 的圖上, 这塊負區的中心位置在亞洲大陸的中央, 而在我們的圖上中心位置却向东移了。由于 Möller 計算的是地面与三千米間平均的热量平流, 又加上热量的水平湍流交換, 也沒有去掉垂直运动的作用, 因此 Möller 圖上的量不能代表輻射的作用。

3) 里海东北有一个正的閉合中心, 这个閉合中心的出現是 Погосян 和 Möller 圖上所沒有的, 由此似乎可能是凝結造成的加热中心。在 Погосян 及 Möller 的計算中各

\* 但要指出, 在 Möller 的計算中, 事实上热量的水平湍流交換是計算重复了的。

\*\* 但應該注意 Погосян 基本上以靜力学方法來直接解釋东亚环流的形成却是不合適的。

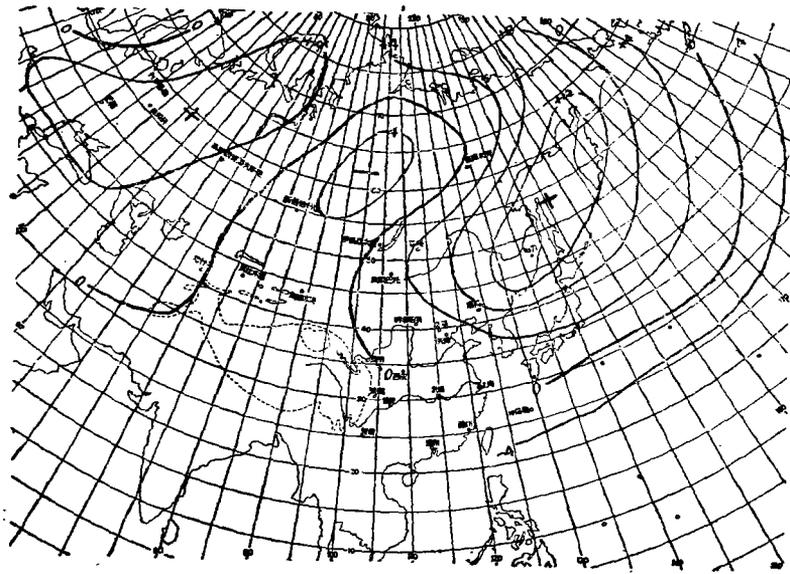


圖1. 相对渦度( $\zeta_{gm}$ 單位  $10^{-5}$ 1/秒)

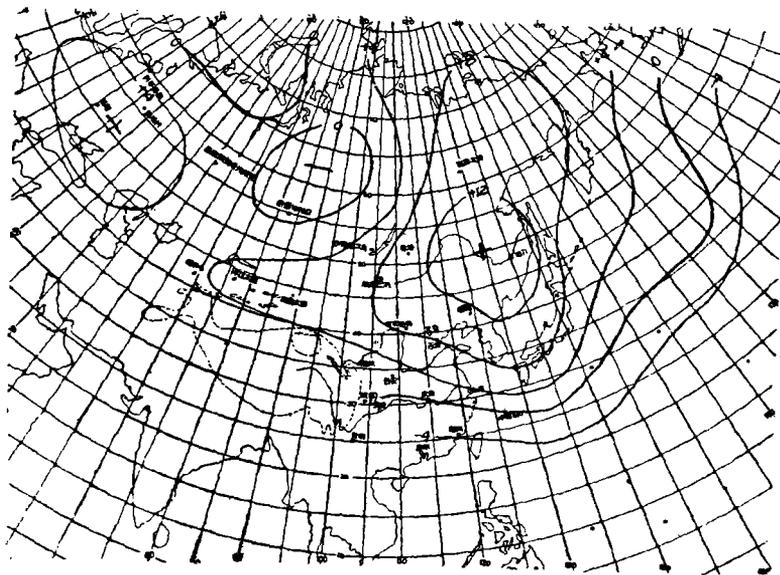


圖2. 热成風渦度( $\zeta'_g$ ,單位  $10^{-5}$ 1/秒)

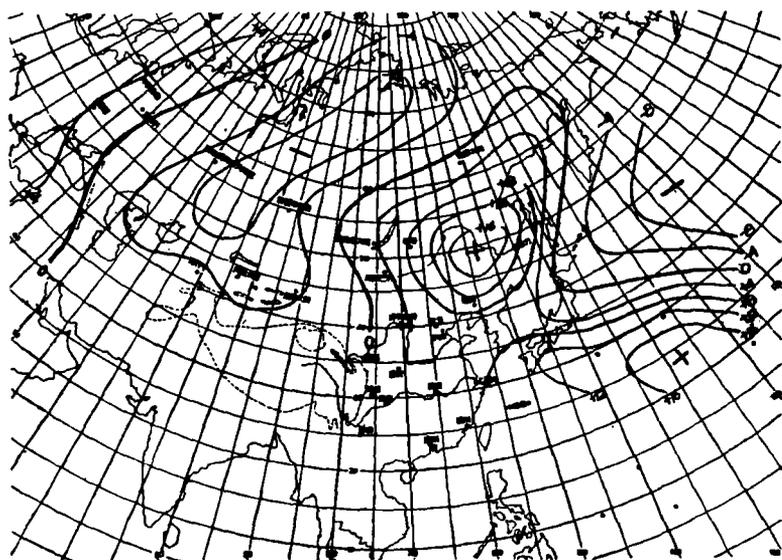


圖3. 绝对涡度平流圖( $V_{gm} \cdot \nabla(\zeta_{gm} + f)$  單位  $10^{-10} 1/\text{秒}^2$ )

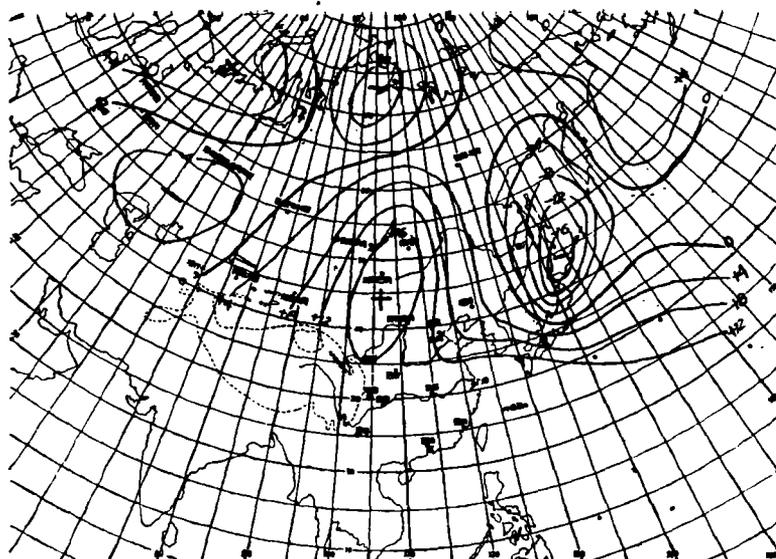


圖4. 热成風渦度平流( $V_g \cdot \nabla \zeta_g$  單位  $10^{-10} 1/\text{秒}^2$ )

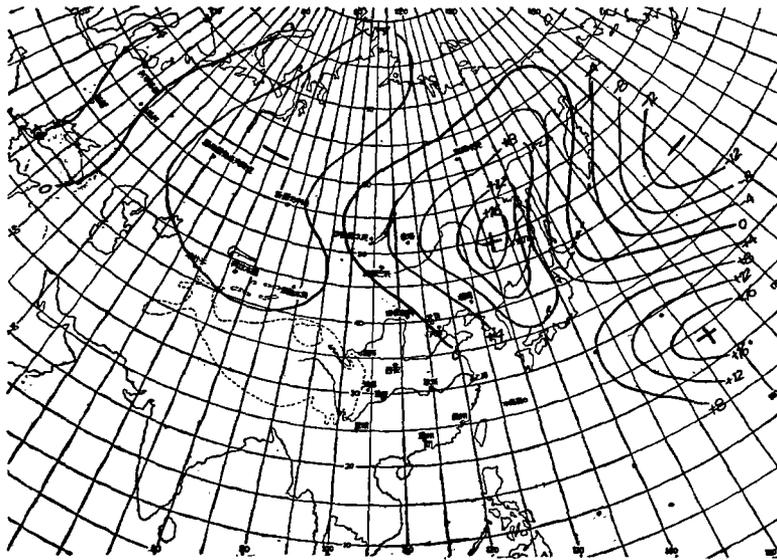


圖 5. 总的渦度平流  $[V_{gm} \cdot \nabla(\zeta_{gm} + f) + \frac{1}{3} V_g \cdot \nabla \zeta_g]$ , 單位  $10^{-10} / \text{秒}^2$

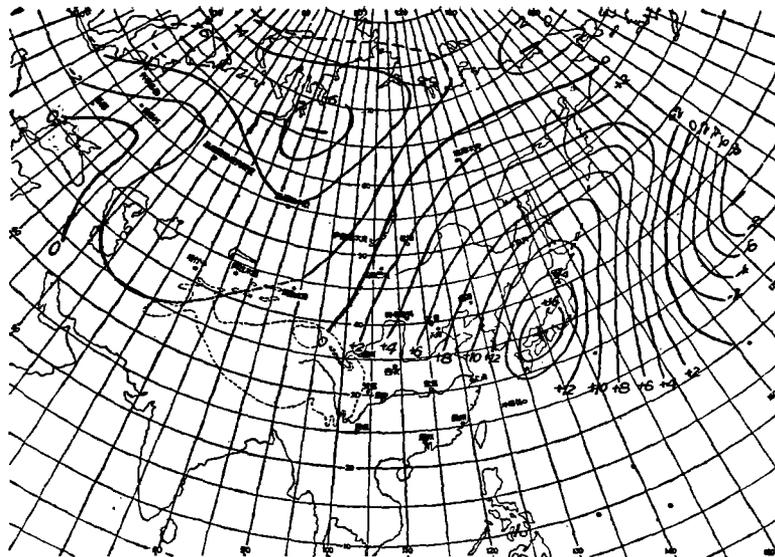


圖 6. 溫度(厚度)平流  $(V_{gm} \cdot \nabla h)$ , 單位  $10^{-2}$  厘米/秒

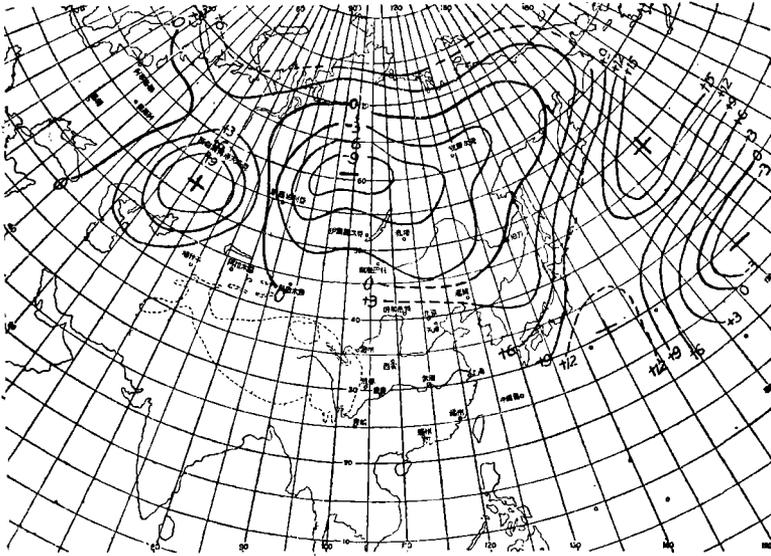


圖 7. 冬季东亚冷热源分布(單位 度/日,或×0.3 厘米/秒)

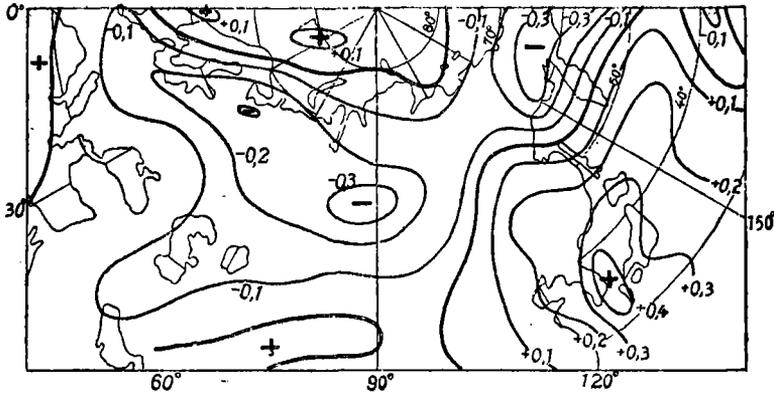


圖 8. (摘自文献[18])

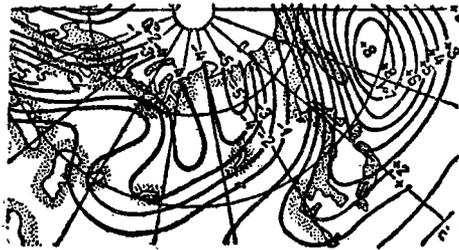


圖 9. 温度非平流变化分布圖(摘自文献[4])

多加了絕热加热（或冷却）及水平湍流輸送項，就看不到这个中心，因此在这区域中，这个因子可能都是造成冷却作用的，事实上圖 5 及 Möller 的圖也正好說明了这种可能性。

順便指出，太平洋上的負平流区（圖 6）与 Wexler<sup>[12]</sup>的結果（原文圖 3）相当一致，但圖 7 說明只有它的北部是絕热下沉的冷却作用，而南部是有非絕热作用在內的。与 Möller 圖相比之下，水平湍流輸送項就似乎有些关系。不过由于这区域已在我們圖的边界上，并且 Погосян 的圖在这区域的材料也少，可靠性比較差，我們还不能作最后的結論。

#### 四. 总 結

綜合以上各節，本文討論了下面几点：

1. 在非綫性方程的求解还是非常困难的情况下，我們可以用实际流場倒算的方法在理論上來分析影响大气环流的形成。

2. 討論了二类計算冷热源的方法：运动学法和动力学法。我們認為为了分析大气环流的形成是用动力学法好，因为动力学法可以从实际流場倒算，同时在运动学法中無法估計动力作用。

3. 用二層模式以动力学法分析了实际流場后我們認為：

a) 在东亚北緯  $45^{\circ}$  以北的大陸上主要是冷源，强度在貝加尔湖的西北部比較大（在中心是  $9^{\circ}\text{C}/\text{日}$ ），在日本东北及东南海面各有一个热源，前者的中心强度是貝加尔湖西北的冷源中心的 1.7 倍，而后者的中心强度較小。

b) 貝加尔湖地区 1 月份 500 毫巴等压面附近下沉运动平均可以达 2—3 厘米/秒。

c) 在鹹海及烏拉尔南端有一个弱的加热中心，它可能是凝結加热的作用造成的。而在北太平洋中部似乎有一个弱的冷却中心。

最后，應該指出，Погосян 的 1 月份平均 500 毫巴絕對形势圖和相对形势圖，虽然是目下比較好的圖，但是当时我國的观测記錄很少代表性又差，在北緯  $40^{\circ}$  度以南，我國更几乎沒有紀錄；同时二層模式也只能在一定的程度上反映出大气的实况，地轉近似也嫌粗略。另外在我們的計算方法中，(2) 式中的垂直运动是通过渦度方程來量度的，而在渦度方程中[(11)式]，在一般的情况下，渦度的垂直輸送項[(11)式的右方]要較絕對渦度水平輸送和热成風渦度輸送項为小，也就是說(11)式左方的二項是近似地平衡的，它們的微小差数就是(11)式的右方。因此只有在計算和資料都非常精确的情况下才能得到垂直速度的准确值，也才能保證所計算的冷热源强度的准确性。上面的这些

因素都在不同的程度上影响计算结果的精确度。因此我们一方面还要改进我们的计算方法,而更重要的,我们应该根据我国大量的可靠材料来制作新的东亚各等压面的各季平均高度图和平均流线图。

致謝:本文是在顧震潮先生的指導下完成的,特此深表謝意。

### 参 考 文 献

- [1] 顧震潮, 論环流年变与环流基本性質. 气象学报 24 (1953) 69-99.
- [2] 叶篤正, 顧震潮, 西藏高原对东亚大气环流及中國天气的影响. 科学通报 6 (1955) 29-33.
- [3] Шулейкин, В. В., Физическая картина тепловых потоков с моря на материк. Изв. АН СССР 3 (1937) 277-308.
- [4] Погосян, Х. П., Сезонные колебания общей циркуляции атмосферы. Тру. вмя. 1947. 1 (28) Ленинград.
- [5] 顧震潮, 西藏高原对东亚环流的动力影响和它的重要性. 中國科学 2 (1951) 283-303.
- [6] Петросяцк, М. А., О масштабе орографических влияний на синопетическо процессы средней Азии. 原載烏茲別克共和國水天气象局, 天气預报服务方法指導書第27号. 1951年塔什干出版. 譯文見气象学譯报2: 4 (1955) 233-247.
- [7] Smagorinsky, J., The dynamical influence of large-scale heat source and sinks on the quasi-stationary mean motion of atmosphere. Q. J. Roy. Met. Soc. 79 (1953) 342-366.
- [8] Griesseier, H., Durch periodische Temperaturschwankungen bedingte Strömungen in einer anfänglich unbewegten isothermen Atmosphäre. Zeit. Met. 8 (1954) 42-51.
- [9] Böhme, W., Über thermisch bedingte Zirkulationsmechanismen in einer im Grundzustand ruhenden, isothermen Atmosphäre. Zeit. Met. 8 (1954) 52-66.
- [10] Charney, J. G., Numerical methods in dynamical meteorology. Proc. of Nat. Acad. of Sc. of U.S.A. 41 (1955) 798-802.
- [11] Wippermann, F., Die Konfiguration mittlerer Höhenstomungsfelder und ihre Ursachen. Tellus 4 (1952) 112-117.
- [12] Wexler, H., Determination of the normal regions of heating and cooling in the atmosphere by means of aerological data. J. Met. 1 (1944) 23-27.
- [13] Wippermann, F., Zur Frage den Einflusses der Land und Meerverteilung auf die Lage der Quasistationären Tröge in einer atmosphärischen Zonalzirkulation. Archiv. für Met. Geophys. u. Bioklimat. Ser. A. 4 (1951) 112-121.
- [14] Petterssen, S., Some aspects of the general circulation of the atmosphere. Centenary. Proc. of Roy. Met. Soc. 1950. 120-155.
- [15] Charney, J. G. and Phillips, N. A., Numerical integration of the quasi-geostrophic equation for barotropic and simple baroclinic flows. J. Met. 10 (1953) 71-99.
- [16] Aubert, E. F. and Winston, J. S., A study of atmospheric heat sources in the northern hemisphere for monthly periods. J. Met. 8 (1951) 115-125.
- [17] Sawyer, J. S. and Bushby, F. H., A baroclinic model atmosphere suitable for numerical integration. J. Met. 10 (1953) 54-59.
- [18] Möller, F., Die Wärmebilanz der freien Atmosphäre im Januar. Met. Runds. 3 (1950) 97-108.

**НАЧАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСЧЕТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ХОЛОДНОГО И  
ТЕПЛОВОГО ИСТОЧНИКА ПО ПОЛЮ СТАЦИОНАЛЬНОГО  
ТЕЧЕНИЯ В ВОСТОЧНОЙ АЗИИ ЗИМОЙ**

Цао Ди-пинь

*(Геофизический институт АН КНР)*

РЕЗЮМЕ

В настоящей статье на основе теории стационарной двухслойной модели, по полю стационального течения в Восточной Азии зимой, автор рассчитал интенсивность и распределение холодного и теплового источника. Автор заметил, что роль адиабатического нагревания и охлаждения очень велика.