

平流层垂直运动的计算方法与1958年1月平流层 热源热汇的分布*

孙淑清

(中国科学院地球物理研究所)

提 要

本文利用平流层平均温压场的资料,用定常情况下的热力方程计算了1958年1月份北半球平流层各层(10—200毫巴)的冷热源分布。发现平流层中层的冷热源分布和流场一样,是以波数为1,2的超长波系统占优势的。文中还讨论了这些大尺度冷热源的地理分布以及它们和气压系统相互配置的关系。

为了计算平流层中与垂直运动相平衡的加热分量,本文提出了一个把涡度方程自大气顶向下逐层积分的计算垂直运动的新方法。结果证明,这种计算方法对于计算平流层的垂直运动是比较适宜的。

一、引 言

人们研究了对流层中西风带平均槽脊的形成指出,这平均槽脊的形成是由于大地形和海陆分布造成的热力差异共同作用的结果。为此,人们曾用不同的方法来计算对流层中热源热汇的分布,以便进一步讨论这些大尺度热源热汇的常定扰动对西风槽脊形成的作用。

近年来,关于平流层环流的研究清楚地表明,平流层中也有着明显的槽脊系统,而且平流层的平均环流有着比对流层更为激烈的季节性变化(冬季中高纬度盛行的西风带,而夏季则为绕极地的东风带)。这显然与大气在不同地区中热量得失的差异以及各个季节中热量得失的变化有关。所以了解平流层中热源热汇分布的情况,以解释平流层平均环流的形成,就逐渐成为人们所注意的重要课题之一。

平流层热源热汇的分布主要决定于太阳和大气的辐射加热,以及大气本身对它的动力调节。G. Ohring^[1]和 R. J. Murgatroyd 等^[2]就直接从辐射收支来计算过平流层以及中层的热源热汇。但是计算平流层的辐射收支目前还存在不少困难,计算过程中还得依赖半理想或半经验的假定和方法,到目前为止,计算也只能局限于纬向平均的南北剖面上,对于某个平面上(例如某等压面上)热源热汇分布的计算还有较多的困难,目前这方面工作还很少。本文试图用对流层中从流场和温度场倒算加热场的方法^[3,4],利用1958年1月平流层中平均的风场和温度场的资料,从运动方程和热力学方程倒算出平流层热源热汇的分布。

用倒算法计算加热场所遇到的困难在于如何比较准确地计算平流层的垂直运动,这

* 本文1964年4月10日收到,同年7月收到修改稿。

个问题不仅在倒算热源热汇分布时需要解决,而且在讨论平流层环流发展的其他问题中也是一个需要解决的问题。R. A. Criag^[5]在讨论平流层爆发性增温时,曾用绝热法计算过平流层的垂直运动,但是我们知道,平流层中 O_3 的辐射加热是一很重要的因素,因此用绝热假定来计算平流层的垂直运动是非常粗略和不精确的,而用这个方法则更和计算加热场分布的目的是相违背的。用涡度方程来计算垂直运动是一个可行的方法,但问题在于怎样对它积分和选取边界。A. Wiin-Nielsen^[6]曾从由地面向上逐层计算各层上的垂直运动,但从他的结果中可以看出:低层(主要是地面)垂直运动大小对高层垂直运动的计算值有很大的影响,高层的上升或下沉区域的分布几乎和低层完全一致,绝对值则是逐层积累向上增加的。按照这样的计算,100毫巴上的垂直运动已经达到 10^{-3} 毫巴/秒,可以估计,到平流层中层(例如10毫巴)这个数值将会更大。这种垂直运动整层一致的现象,以及绝对值向上单调增加的分布显然是不合理的。我们曾从由摩擦引起的地面垂直运动 w_0 出发计算了平流层中层的垂直运动,结果与上述的估计一致,地面垂直运动的大小对上层的垂直运动有很大的影响。所以用这个方法计算平流层中高层的垂直运动也是不适宜的。下面将先介绍本文所采用的计算垂直运动的方法以及计算的结果,然后再运用这个方法倒算平流层热源热汇的分布。

二、平流层垂直运动的计算方法及计算结果

1. 上节已经指出,用涡度方程自地面向上积分来计算平流层垂直运动的方法是行不通的,这是因为自地面向上逐层数值积分的结果主要依赖于地面由于大地形扰动和摩擦引起的垂直运动(w_0),而 w_0 的计算方法到目前为止还存在着较大的误差,所以经过几次积分运算以后,到平流层中层,这种误差已可积累到使垂直速度分布完全错误的程度。这里我们改变对涡度方程积分的办法,对定常情况下的涡度方程:

$$\mathbf{V} \cdot \nabla \eta = f \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (1)$$

在 p 方向上积分,可以得出垂直运动的表达式为:

$$\omega_p = \omega_1 + \frac{1}{f} \int_{p_1}^p \mathbf{V} \cdot \nabla \eta dp \quad (2)$$

这里的 $\omega = \frac{dp}{dt}$, 代表垂直速度, \mathbf{V} 为速度矢量, η 为绝对涡度, f 为地转参数, 给出边界层(p_1 层)的 ω 值后, 根据 p_1, p 层的流场分布就可求出 ω_p 值。

因为我们要计算的是10、25毫巴等平流层中层的垂直速度,所以这里把边界取在大气的上界,即 $p=0$ 处,取边界条件 $p=0, \omega_0=0$,用梯形公式进行积分,并假定在大气顶附近绝对涡度平流接近于零,于是利用上述公式就可逐层求出零毫巴以下各层的垂直速度。

2. 为了检查上边界以及大气顶绝对涡度平流为零的假定而引起的对以下各层垂直速度值的影响,我们作了下面的工作:

用上述方法计算了太平洋一小块区域1958年1月平均场的10、25、30、50、100毫巴等各层的垂直速度,然后把10毫巴等压面上的 ω 值乘以2,就是使10毫巴的 ω 的强度

增强一倍,以这个改变后的新的 10 毫巴 ω 值出发,再向下积分,求出以下各层的新的 ω 分布,两者进行比较。这里只给出 100 毫巴层的两种计算结果(图 1)。图 1a 是按本文的边界假定进行计算的,图 1b 表示 10 毫巴上 ω 的绝对值增加一倍后向下积分的各层 ω 值。

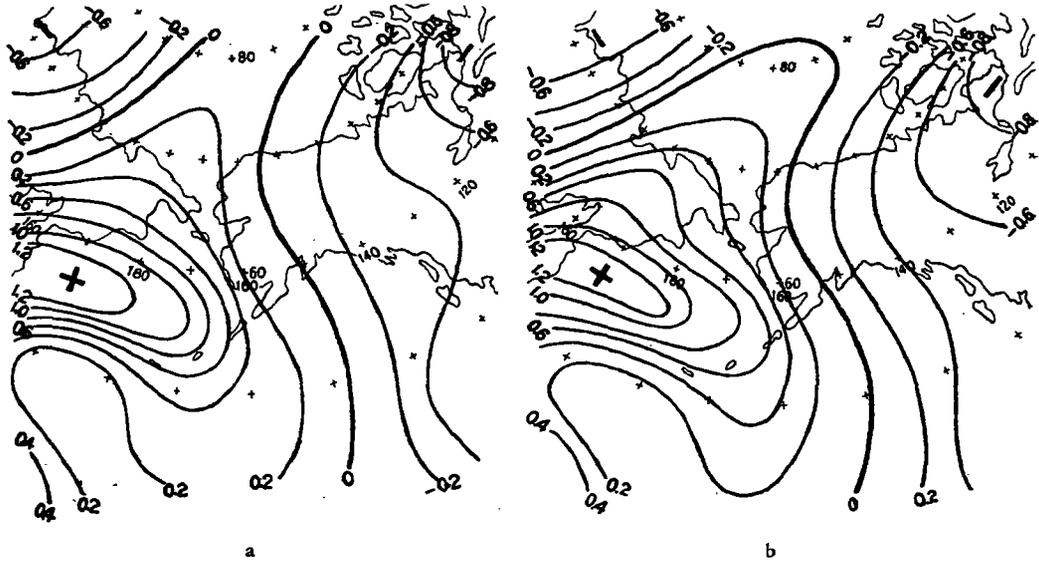


图 1 由不同的上边界值向下积分的 100 毫巴等压面上 ω 值的分布
(单位: 10^{-4} 毫巴/秒, + 表示下沉, - 表示上升)

由图可以看出: 即使在上边界引起了 100% 的相对误差,它对以下各层 ω 值的影响是不大的,在 100 毫巴上,从上升下沉的分布、中心位置及其强度,已经很难区别两张图的差异了。从这个讨论可以看出,用对涡度方程自上向下积分的方法来计算平流层的垂直速度是可行的,对上边界作假定所产生的影响要比自地面向上积分,由于地面垂直速度不准确所产生的影响要小得多。也就是说,即使对边界作了一些假定,但是我们还是有可能比较准确地求出平流层中高层的垂直速度的。

上边界($p = 0$)或高层(如 $p = 10$ 毫巴)垂直运动计算不准,对下层垂直运动计算的影响很小,这种现象是可以理解的,从(2)式来看,方程右边第一项 ω_1 在高层是一个小项,对于方程左边的 ω 值影响不大;而低层则不同, ω_1 值大,对上层的 ω 值影响也较大。另外,由于高层大气密度很小,大气质量很少,垂直运动所引起的上下层质量的交换是很少的,所以由于高层垂直速度不精确而引起的对下层垂直运动的影响也是很小的。相反地低层大气密度大,大气大部分质量集中在低层,因而低层垂直运动的较小的变化就会对高层的计算有较明显的影响。

以大气上界作为边界,自上向下积分计算垂直运动的方法,对于平流层或对流层上部以上各层的计算是比较有效的,但是虽然上边界误差引起的影响不大,如果积分到太低的层次,误差积累可能也会变得显著起来。所以用这个方法计算距离大气上边界太远的层次(如对流层中低层,甚至对流层上层)是不合适的。对于这些高度上的垂直运动的计算,用下垫面作为边界条件而向上积分比较更合理些。

3. 用上述方法我们对 10、25、30、50、100 和 200 毫巴各层计算了 1958 年 1 月平均



图2 1958年1月25毫巴上的辐散(实线)及垂直速度(虚线)分布图
 ($\omega \sim 10^{-3}$ 毫巴/秒, $D \sim 10^{-4}$ /秒; +表示下沉辐散, -表示上升辐合。粗虚线为该层上的气压槽线)

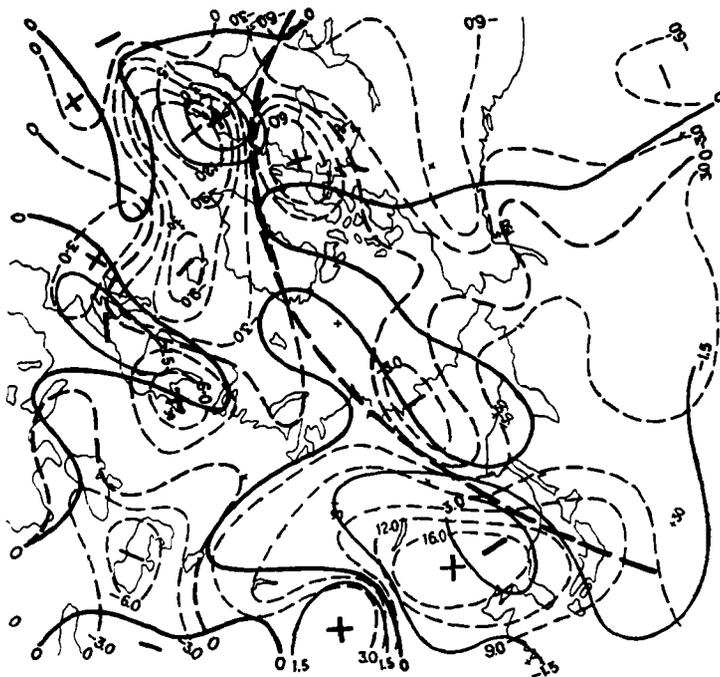


图3 1958年1月50毫巴上辐散及垂直速度分布图
 (单位和符号同图2)

的辐散辐合和垂直速度,范围取 30 度以北的整个北半球。因为我们主要是针对大尺度系统进行讨论,所以取网格距为 $d = 800$ 公里。计算结果见图 2, 3。由于篇幅的限制,我们只给出 25 和 50 毫巴的辐散(D)和垂直速度(ω)分布。

由图可以看出: 无论是垂直速度、辐散辐合,它们的分布都是大尺度的。以 25 毫巴情况为例,欧亚大陆以至西太平洋都为辐合下沉区,而大西洋、美洲大陆以及太平洋东部皆为辐散上升区。50 毫巴上辐散辐合和垂直速度的分布也为一正一负的两个大系统,只是比起 25 毫巴来整个系统向东偏移了约 30—40 经度,这是因为 50 毫巴上大尺度气压系统比 25 毫巴要偏东 30 度左右的缘故。

对比实线和虚线可以看出: 平流层中辐合区对应于下沉区;辐散区则对应于上升区,这与对流层中辐合上升,辐散下沉的一般分布正好相反,这样的配置正好符合高低层大气相互补偿的要求。

平流层辐散和垂直速度的量级大小和对流层是一致的。辐散为 10^{-6} /秒,最大值可为 6×10^{-6} /秒,这个量级比起涡度来还要小,垂直速度(ω)为 10^{-4} — 10^{-5} 毫巴/秒,把它们换算到 $\omega \left(= \frac{dz}{dt} \right)$, 则为 10^0 厘米/秒,和朱抱真^[3]的对流层中下层多年平均场的 ω 值相比要大 2—3 倍。

把平流层各层高度月平均图(图略)上的主要大槽的槽线投影到垂直运动图上,以了解它们在气压系统中的配置。格陵兰上空大低槽的槽前为辐散上升区,槽后为辐合下沉区; 25 毫巴和 50 毫巴的情形都是如此。在东亚地区,由于没有观测资料,因此计算的结果不很准确,但也可以看出,槽后的下沉要比槽前强得多,主要的下沉中心仍在槽后。至于太平洋上的大高压,它的北部和西部为下沉辐合区,而高压的东部则为上升辐散区,零线正好穿过高压的中心。可见对于低气压地区,垂直运动的分布是对流层相同的。对于平流层特有的阿留申高压系统,垂直运动的配置与对流层中一般的高压系统不同。

根据各层垂直速度值作出纬圈平均的垂直速度的经向剖面图(图 4), 可以看出,在 100 毫巴以上的平流层里,北纬 60° 以北都为上升运动, 60° 以南则为下沉运动。这和 S. Teweles^[7]的计算是一致的。纬圈平均垂直速度为 0.5 毫米/秒左右,这和对流层^[8]的平均垂直速度的数值比较一致,而 Teweles 的计算则为 0.3 厘米/秒左右,比我们的计算几乎大一个量级。这可能是因为他用热力方程计算的,没有考虑非绝热加热,因此,在极冷冷却区里,上升速度计算偏大;在北纬 60° 以南的加热区里,下沉速度的计算也偏大。

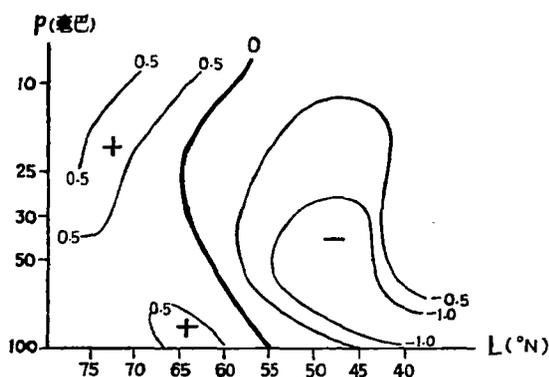


图 4 1958 年 1 月平流层垂直运动(ω)平均剖面图 (+为上升运动, -为下沉运动,单位:毫米/秒)

三、平流层中低层热源热汇的分布

应用上节垂直运动的计算,我们可以算出平流层各层的加热场。

热力学第一定律在常定情况下可以写成:

$$\frac{g}{c_p} = \mathbf{V} \cdot \nabla T - \Gamma_p \omega. \quad (3)$$

其中 $q = \frac{dQ}{dt}$ 为单位时间给每克大气的加热量, $\Gamma_p = \left(\frac{\gamma_d}{\rho g} - \frac{\partial T}{\partial p} \right)$, γ_d 为干绝热递减率, 在 p_1-p_2 层间积分, 并引入两层间的平均温度, $T_m = \frac{g}{R} \frac{1}{\ln p_1/p_2} h$, ($h > 0$),

则有:

$$q_m = \frac{g c_p}{R \ln p_1/p_2} \mathbf{V} \cdot \nabla h - \Gamma_p c_p \omega_m. \quad (4)$$

标号 m 表示两层的平均值.

这里计算了 1958 年 1 月平均场的 10—25 毫巴, 25—30, 30—50, 50—100 及 100—200 毫巴各层的热源热汇分布, 列于图 5—9.

热源的量级为 10^{-5} 卡/克·秒, 和同一时期对流层下半部的热源热汇相比(图 10)^[4], 平流层的热源热汇值要比对流层下部大 3—5 倍左右.

平流层各层的热源热汇分布都是大尺度的, 全球主要是两大热源和两大热汇区域: 从 100 毫巴以上到 10 毫巴的整个平流层中低层, 从苏联滨海边区穿过阿拉斯加到整个北美都为较强的大冷源, 中心强度一般都低于 -5.0×10^{-5} 卡/克·秒; 整个大西洋为热源区, 中心强度各层都在 7.0×10^{-5} 卡/克·秒以上; 西欧为冷源区; 而东亚大陆及太平洋沿岸为热源区. 因此对北半球来说, 平流层冷热源分布是以两个波为主的大尺度的系统. 如



图 5 1958 年 1 月 10—25 毫巴层的加热场分布
(粗虚线表示 10 毫巴上的气压槽线, 单位 10^{-5} 卡/克·秒, + 表示热源, - 表示冷源)

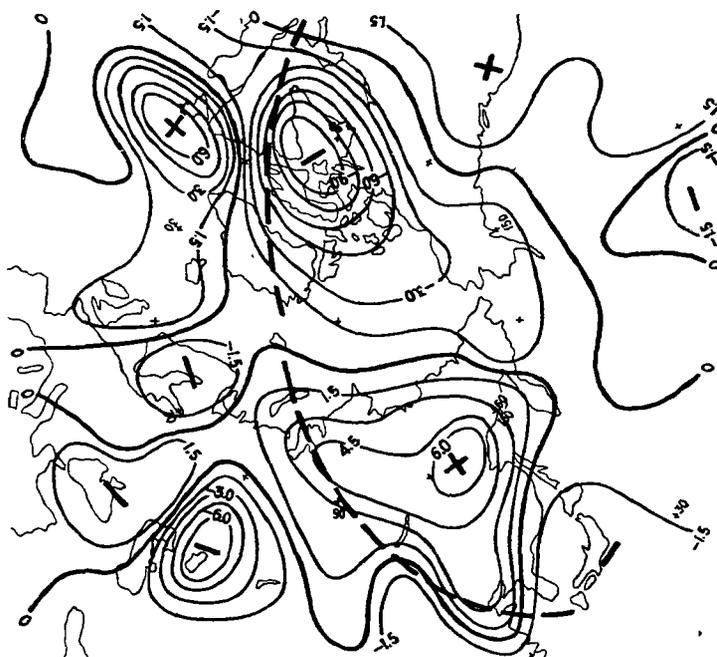


图 6 1958 年 1 月 25—30 毫巴层的加热场分布
(粗虚线表示 25 毫巴上的气压槽线,其他单位符号同图 5)

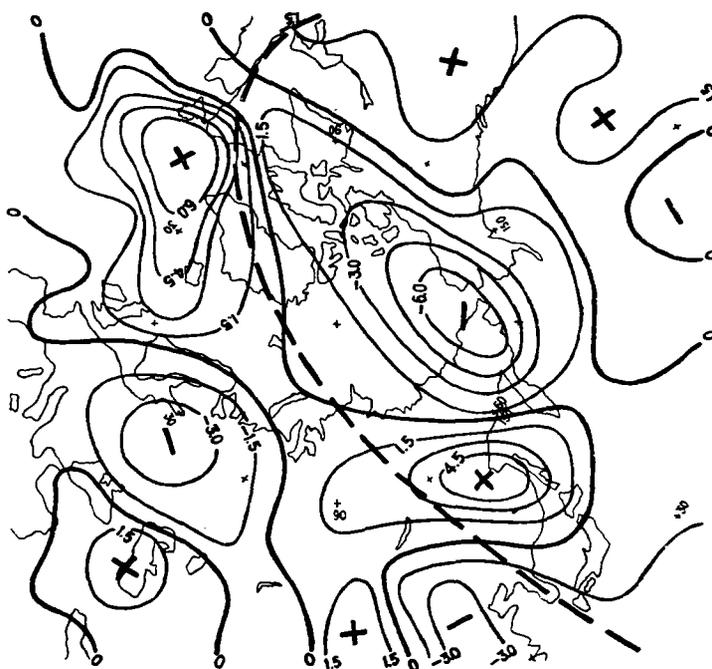


图 7 1958 年 1 月 30—50 毫巴层的加热场分布
(粗虚线表示 30 毫巴上的气压槽线,其他单位符号同图 5)



图 8 1958 年 1 月 50—100 毫巴层的加热场分布
(粗虚线表示 50 毫巴上的气压槽线,其他单位符号同图 5)

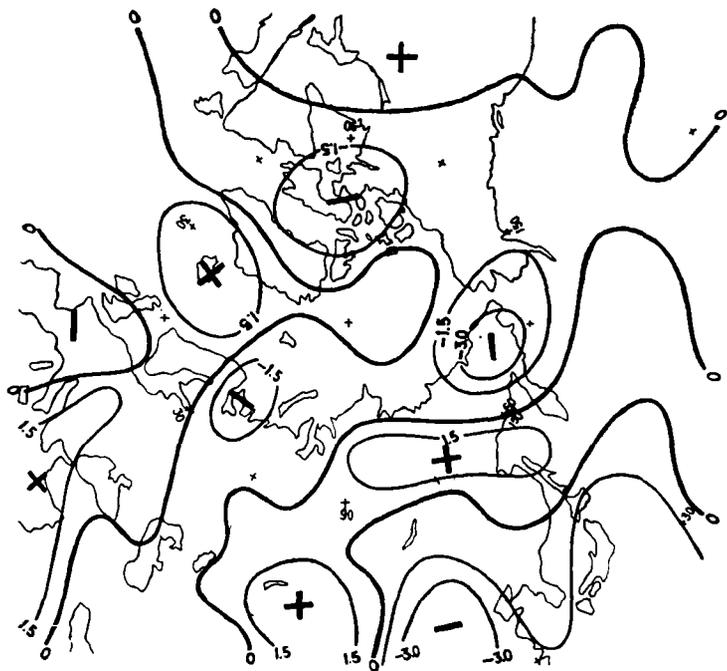


图 9 1958 年 1 月 100—200 毫巴层的加热场分布
(单位符号同图 5)

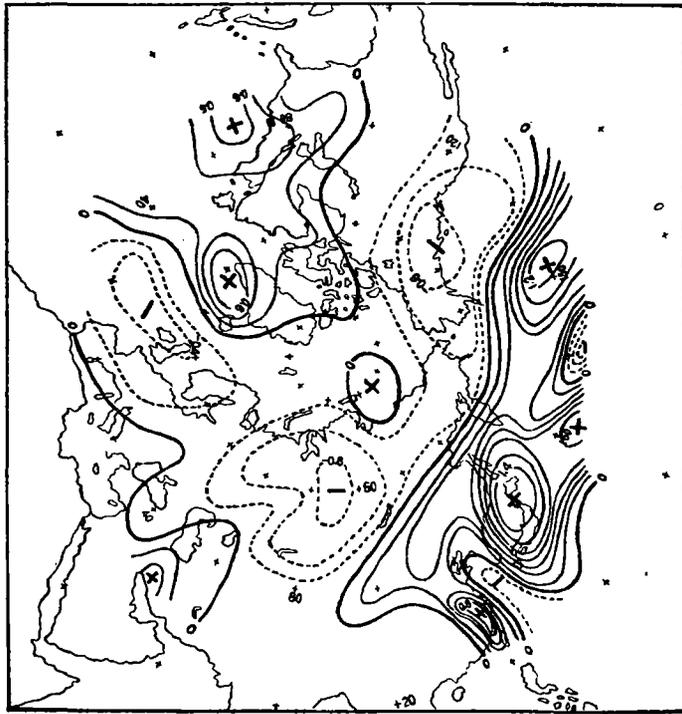


图 10 1958 年 1 月对流层下部加热场分布^[4]
(等值线每隔 0.2×10^{-5} 卡/克·秒一条)

如果我们只注意北纬 60° 以上的高纬度，则还可以发现冷热源系统是以阿拉斯加、北美极地的大冷源和大西洋、欧亚大陆的热源带所组成的一个大的系统，即冷热源分布在高纬度是呈一个波的形势。这种分布是和平流层的环流形势相符合的。许多学者指出^[9,10]，平流层的气压系统是以波数为 1—3 的超长波系统占优势的。陈隆勋^[10]以及 C. V. Wilson 和 W. L. Godson^[11]根据多年的平流层图，把冬季平流层环流划分成两种形势：一种为北半球一个波的形势，而另一种则为两个波的形势。所以，这里所计算的大尺度冷热源分布正是和大尺度环流形势相对应的。

和上节一样，把平均等压面图上两个主要槽的槽线（各纬度上等压面高度最低值）投影到冷热源图上，即发现在东亚大陆的低压槽区域，槽前（东面）为热源，而槽后（西面）则为冷源（这个冷源在 30 毫巴以下较强）。当低压槽从上而下向东倾斜时，贝加尔湖以东的热源也逐渐向东移动，与槽线的位置完全配合。格陵兰低压槽前后的冷热源分布和东亚槽的情况一样也为槽前热源槽后冷源。

把所计算的热源热汇沿纬圈平均，并把单位换算成度/天，作出北半球加热场的平均南北剖面图（图 11）。可以看出，1 月 10 公里以上的平流层，在北纬 60° 以上为较强的冷却区，冷却强度最大可能每天 6°C ，而北纬 60° 以南则为加热区。每天最大加热约为 3°C 左右，最大值都在 20—30 公里高度。G. Onring 直接从辐射平衡计算过平流层及中层的加热场，他的 10 月份的高纬度加热分布（文献[1]，图 16）也是在 30 公里附近出现最大值，强度约为 2—3 度/天，这是因为隆冬季节（1 月份）的加热（冷却）强度要比过渡季节（10

月)的要強些。此外,个别年份的加热(冷却)也会比多年平均状态要来得強。

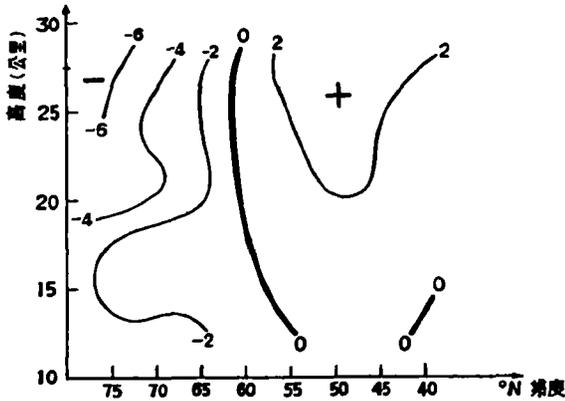


图 11 1958 年 1 月平流层热源热汇平均剖面图
(单位: 度/日, + 表示加热, - 表示冷却)

平流层中冷热源的分布与对流层有很大不同。同一时期对流层下层的冷热源分布^[4](见图 10), 两大洋主要为热源区, 美洲及欧亚大陆为冷源区, 而在平流层中下层, 大西洋地区仍为热源, 而北纬 45° 以北的太平洋及阿拉斯加地区则为強大的冷源区。西伯利亚地区在平流层上空却为热源区。从平流层和对流层加热場分布的差异, 特别是太平洋上空和大西洋上空加热場的差异就使我们容易理解: 平流层流場和对流层流場各自有本身的特点。

虽然平流层与对流层有很不一样的加热場分布, 但是如果我們对比平流层(图 5—9)及对流层(图 10)的热源分布, 却可以看出加热場自上向下是逐渐趋近于对流层的。平流层西伯利亚的热源由上向下向东南方向移动, 逐渐趋于 500 毫巴上的位置, 而这时西伯利亚地区也逐渐变成了冷源区; 在大西洋东岸对流层下层为一冷源区, 而 10—25 毫巴上空该地区的热源区向下逐渐减弱, 到 200 毫巴上空开始形成了冷源区, 太平洋地区 200 毫巴上空冷热源的配置也已接近 500 毫巴上空的形势。所以, 这种大尺度的冷热源系统上下层是一致的。

四、总结和讨论

从上面对于平流层垂直速度及加热場的計算和讨论中可以提出如下几点看法:

1. 本文所提出的自上向下对涡度方程及連續方程进行积分来計算平流层垂直运动的方法看来是比较有效的, 与自地面向高空逐层积分的方法不同, 它由边界假定引起的误差对各层垂直速度大小的影响较小。从計算結果来看, 平流层垂直速度的分布和流場一样是大尺度的, 和气压系统之间的配置也比较規則。

平流层热源热汇的分布和流場一样也是波数为 1, 2 的超长波占绝对优势, 而且这种大尺度的系统和对流层的加热場是对应的。不少学者^[12,9]已经指出过: 平流层超长波系统的强度变化位置和移动規律与对流层中的超长波是很一致的。因此可以认为, 这种大尺度波动上下可能是一个系统。从加热場的大尺度分布及其上下的一致性则更为上述的看法提供了依据。

2. 虽然加热場分布高低空有一致性, 但对于某个地区来说, 它们的分布却不是一样的。从北半球的几个主要地区来看(如两大洋和两大陆), 对流层中下层两大洋都为加热区, 美洲及欧亚大陆为冷却区; 而在平流层里, 大西洋仍为加热地区, 而太平洋则变成了很强的冷源地区。这就可以说明, 为什么在对流层冬季两大洋的气压系统是相似的, 都为一个大高压脊, 而在平流层, 太平洋阿拉斯加地区出现大而暖的高压, 大西洋则由較冷的大低

涡所控制。从这点也可以看出, 地形海陆的下垫面作用对下层流场, 加热场的作用比较直接, 而且明显。因此, 对流层里加热场的分布往往与地形海陆的配置有较密切的对应关系, 而决定平流层加热场形成的因素则和对流层有些不同, 下垫面海陆地形的加热作用则要通过高低层流场的相互调节作用来影响平流层的冷热源分布。

3. 用倒算法计算平流层热源热汇时, 与垂直运动相平衡的加热分量和与水平运动相平衡的加热分量量级大小是一样的, 但它们却往往起相互抵消的作用。所以在用流场倒算平流层的热源热汇分布时, 垂直运动项的作用不可忽略, 这个结果与朱抱真^[3]在计算对流层加热场时所得出的结论是一致的。

致谢: 本文是在叶篤正先生的指导下完成的。又蒙朱抱真先生提出宝贵的意见。在工作过程中也得到陈隆助同志的帮助, 特此表示感谢。本文计算工作由薛永瞻同志协助完成, 作者也一并致谢。

参 考 文 献

- [1] Ohring, G., *J. Meteor.*, **15** (1958), 440—451.
- [2] Murgatroyd, R. J. and Goody, R. M., *Q. J. R. Met. Soc.*, **84** (1958), 225—234.
- [3] 朱抱真, 气象学报, **28** (1957), 122—140.
- [4] 中国科学院地球物理研究所, 动力气象论文集, 科学出版社, 65—89.
- [5] Craig, R. A., and Lateef, M. A., *J. Geophys. Res.*, **67** (1962), 1839—1854.
- [6] Wiin-Nielsen, A., *Tellus*, **13** (1961), 127—139.
- [7] Teweles, G., Spectral aspects of the stratospheric circulation during the IGy., Stratospheric Met. Res. project. U. S. Wea. Bur., Report No. 8, 1963.
- [8] 叶篤正、朱抱真, 大气环流的若干基本问题, 科学出版社, 1958, 17.
- [9] Boville, B. W., *J. Meteor.*, **17** (1960), 329—336.
- [10] 陈隆助, 气象学报, **32** (1962), 44—63.
- [11] Wilson, C. V. and Godson, W. L., *Q. J. R. Met. Soc.*, **89** (1963), No. 380.
- [12] 中国科学院地球物理研究所, 平流层大气环流及太阳活动对大气环流影响的研究, 科学出版社, 1964, 46—66.

**A METHOD FOR CALCULATING THE VERTICAL MOTIONS
AND THE DISTRIBUTION OF THE HEAT SOURCES
AND SINKS IN THE STRATOSPHERE OVER
NORTHERN HEMISPHERE IN
JANUARY, 1958**

SUN SHWU-CHING

(Institute of Geophysics and Meteorology, Academia Sinica)

ABSTRACT

It is proposed that the vorticity equation is integrated with respect to pressure downward from the upper boundary of atmosphere ($p=0$ mb) for calculating the vertical motions in the stratosphere. The result shows that this method is much more reliable than integrating upward from the ground for the calculation of vertical motions in the stratosphere.

Having reliable vertical motion, the mean non-adiabatic heating in the stratosphere may be calculated from the first law of thermodynamics (with $\frac{\partial}{\partial t} = 0$). The data are from the monthly mean pressure and temperature maps for the stratosphere of the northern hemisphere.

It is found that for the mid-levels of the stratosphere, the distributions of heat sources and sinks are of large-scale nature as the pressure field for these levels. The ultra-long waves (with wave number of one or two) are far more predominant than the waves of other scales. The geographic distributions of heating and cooling in relation to the pressure systems are also discussed.