

热力适应、过流、频散和副高

I. 热力适应和过流*

吴国雄 刘屹岷

(中国科学院大气物理研究所大气科学和地球流体力学数值模拟国家重点实验室, 北京 100029)

摘要 利用位涡性质, 讨论了因非绝热加热导致的大气动力特征的变化, 阐明了大气动力过程向外加热强迫适应的原理。证明在热力适应过程中, 沿着加热区的侧边界斜压位涡为负, 且大于正压位涡, 那里的大气出现对称不稳定。在加热区的上空尽管非绝热加热为零, 仍然存在上升、辐散、反气旋环流及冷中心, 证明这是由于“过流”引起的。通过总位涡的收支分析证明, 由于边界层的摩擦作用, 加热区上空多余的负位涡向外排放而成为大气中负涡度的源地。

关键词: 热力适应; 过流; 斜压位涡; 正压位涡; 位涡平衡

1 引言

大气运动在时间和空间上都具有多尺度特征。对于绝热无摩擦的旋转大气, 不同时空尺度运动存在流场和气压场之间的互相调整。自从罗斯贝^[1,2]和奥布霍夫^[3]相继提出这一“地转适应”问题以来, 我国学者对此进行了系统的研究。叶笃正^[4]首先证明对于大尺度大气运动, 流场向气压场适应; 对于小尺度运动则是气压场向流场适应。曾庆存^[5]证明, 判定上述不同尺度适应特征的临界尺度即为 Rossby 变形半径。曾庆存^[6,7]还进一步证明大气运动在时间尺度上也可分为快的适应过程和慢的演变过程。叶笃正和李麦村^[8]指出各种尺度的大气运动的发展都可分为三个阶段: 首先是非常迅速的适应阶段, 它使不平衡的运动速度恢复平衡; 第二阶段为发展阶段, 大气运动中观测到的大的变化都发生在这一阶段; 第三阶段为准平衡阶段, 一个慢变的过程。巢纪平^[9]对于上述的多时间尺度特征给出了简单的物理解释。叶笃正和巢纪平^[10]定义了下述 4 个时间尺度:

$$T_1 = LC^{-1}, \quad T_2 = f_0^{-1}, \quad T_3 = (\beta L)^{-1}, \quad T_4 = LV^{-1},$$

其中 L 为准地转平衡附近的特征空间尺度, V 为背景流场特征速度。 $C = (gH)^{1/2}$ 为重力波波速, 证明当运动的水平特征尺度接近 Rossby 变形半径时, 有

$$T_1 \approx T_2 < T_3 < T_4,$$

即大尺度动力过程至少存在 3 个特征时间尺度。

在具有外热源和耗散的场合, 必须引进热力学方程予以研究。巢纪平和许有

1999-04-09 收到, 1999-05-28 收到修改稿

* 国家自然科学基金重点资助项目 49635170、49825504 和 49905002 以及国家重点基础研究发展规划 G1998040904-1 共同资助

丰^[11]应用一个两层线性模式去研究热源作用下高度场的中长期变化, 计算表明高度场对加热场的适应极其迅速, 至第 10 天左右, 高度场和加热场之间的相对形势已趋于准定常。张可苏^[12]利用一个不包含平流过程的高度线性化模型, 去研究有热源和耗散情况下的大气适应过程, 结果表明大气运动同时具有向“外部热源”和向“地转运动”适应的性质。在定常“外源”作用下系统的垂直结构完全由热源分布决定; 热源强度向上减弱有利于生成热高压, 向上增强有利于生成热低压。

严格地说, 在外热源强迫下的大气运动中, 热量及涡度输送在大气准平衡状态的重建中是非常重要的, 而且是高度非线性的。因此必须利用非线性模型对适应过程中大气的动力、热力状况进行研究。丑纪范^[13,14]以及李建平和丑纪范^[15]利用非线性理论研究了大气系统的全局行为, 指出当外源固定不变或变化非常缓慢时, 系统存在两种特征时间尺度: 向吸引子适应的快过程和吸引子上演变的慢过程。当外源变化时则存在第三种时间尺度, 即宏观状态随外参数变化而演变的更为缓慢的过程。鉴于 Ertel 位涡^[16,17] $P (= \alpha \zeta_a \cdot \nabla \theta)$ 综合了气块的动力和热力特征, 且 P 的变化方程具有拉格朗日方程特征, 用于进行适应过程研究有利于揭示内在的物理机制。因此, 本研究利用位涡方程去分析大气中的热力适应过程。基于我国科学家已有的研究成果, 本研究的第 I 部分除了阐述热力适应的基本原理外, 还集中分析了大气适应中的适应阶段和发展阶段的动力学问题; 第 II 部分研究水平非均匀加热中的适应问题, 集中分析准平衡阶段的频散过程和副热带对流凝结强迫在副高形成中的作用; 第 III 部分则研究印度洋海温异常通过感热和潜热的两级热力适应影响西太副高异常的机制。从而利用热力适应理论把热带、副热带大气运动的发展、频散及副高的形成作为一个整体联结起来。

本文第 2 节讨论与问题有关的若干基本概念, 第 3 节和第 4 节利用总位涡方程分别讨论加热中心下层和上层的热力适应问题, 证明斜压位涡及对称不稳定在维持位涡准平衡中的重要性。第 5 节提出“过流”(overshooting) 的概念, 证明其在热力适应中的必然性和重要作用。第 6 节利用数值试验分析赤道深对流凝结潜热加热和近地面感热加热中的热力适应特征。讨论和结论在第 7 节给出。

2 位涡、涡度和环流

Ertel 位涡 (以下简称位涡) P 为单位质量流块的三维绝对涡度 ζ_a 和位温 θ 的三维梯度的标量积, 即

$$P = \frac{1}{\rho} \zeta_a \cdot \nabla \theta. \quad (1)$$

仿 Hoskins^[18]采用 θ 坐标。在 θ 坐标中, 由于 $\nabla_\theta \theta \equiv 0$, 有

$$P = \frac{1}{\rho} \zeta_a \cdot n \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (2)$$

式中 n 为沿 θ 递增方向的单位矢量, Δz 为两 θ 面之间的厚度。在 θ 面上的单位面积元为 $ds = dx dy$, 对 (2) 式面积分可得

$$\frac{1}{S} \int P \, dm = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \zeta_{an} \, d\theta. \quad (3)$$

其中 S 为 θ 面上的积分面积, ζ_{an} 为 S 面上沿 n 方向的平均绝对涡度。(3) 式表明单位面积上以质量为权重的位涡积分等于以 θ 为权重的绝对涡度的积分。由于 (3) 式是从一般定义 (1) 出发, 与是否存在加热或 (和) 摩擦等外过程无关, 因此具有普适性, 是质块运动过程必须遵循的基本关系。由于质块运动中质量 $dm = \rho dx dy dz$ 守恒。因此 (3) 式的物理涵义可解释如下:

(a) 在绝热无摩擦场合, θ 和 P 守恒。因此绝对涡度的改变必须伴有面积 S 的改变, S 缩小, 绝对涡度增加; S 增加, 绝对涡度减小。

(b) 对截面积 S 不变的流柱而言, 以质量为权重的位涡的增加 (减少) 必伴有以 θ 为权重的绝对涡度的增加 (减少)。

根据 Stocks 定理, 面积 S 法线方向上涡度的积分等于沿其边界 Γ 上环流的积分, 即

$$\int_S \zeta_a \cdot n \, dS = \int_{\Gamma} \mathbf{V}_{\Gamma} \cdot d\mathbf{l} = C_a, \quad (4)$$

其中, $\mathbf{V}_{\Gamma}$ 为沿边界 Γ 的速度, C_a 为沿 Γ 的绝对环流。则 (2) 式在 S 上的积分还可写为

$$\int P \, dm = \int_{\theta_1}^{\theta_2} C_a \, d\theta, \quad (5)$$

于是得到与 Hoskins^[18]一致的绝对环流表达式。(5) 式与 (3) 式是等价的, 它指出以质量为权重的位涡积分等于以 θ 为权重的绝对环流积分。

为简单起见, 考虑静力稳定的静止大气中有 3 个水平分布的等熵面, 在区域 S 中, 非绝热加热 Q 在下层 ($\theta_1 - \theta_2$) 中由零增加到 Q , 在上层 ($\theta_2 - \theta_3$) 中由 Q 递减至零 (见图 1a)。设 θ_1 面为地面。这时在气柱中将发生如下两个过程:

(a) 热力过程: θ_2 面上的加热使该处的 θ 面由 A 点降至 A_1 点 (图 1b)。于是由定义 (2) 式, 静力稳定度和位涡 P 在下层增加, 在上层减少。同时低层变薄, 质量减少; 高层增厚, 质量增加。在流场不变的场合, 质量的变化抵偿了 P 的变化, 使 (3) 式成立。

(b) 动力过程: 由于 Burger 数很大, 由 $N^2 W \approx Q$ (见下面讨论) 质点 A 受热上升。于是底层辐合, 上层辐散 (见图 1c)。在纯动力过程中, 根据 θ 坐标下的连续方程 $\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) = - \nabla_{\theta} \cdot \left[\mathbf{V} \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right) \right]$, p 是气压, 底层辐合流使质量增加, 高空辐散流使质量减少。这时 (3) 式左端 P 和 dm 在低层增大, 在高层减少。于是由 (3) 式右端知, 低层激发出气旋式涡度, 高层出现反气旋涡度增长, 流场因而向加热场适应。这里的讨论和结论是和 Hoskins^[18]从环流关系进行的讨论和结论相一致的, 只不过在讨论动力过程向热力过程适应时用了更严格的证明。

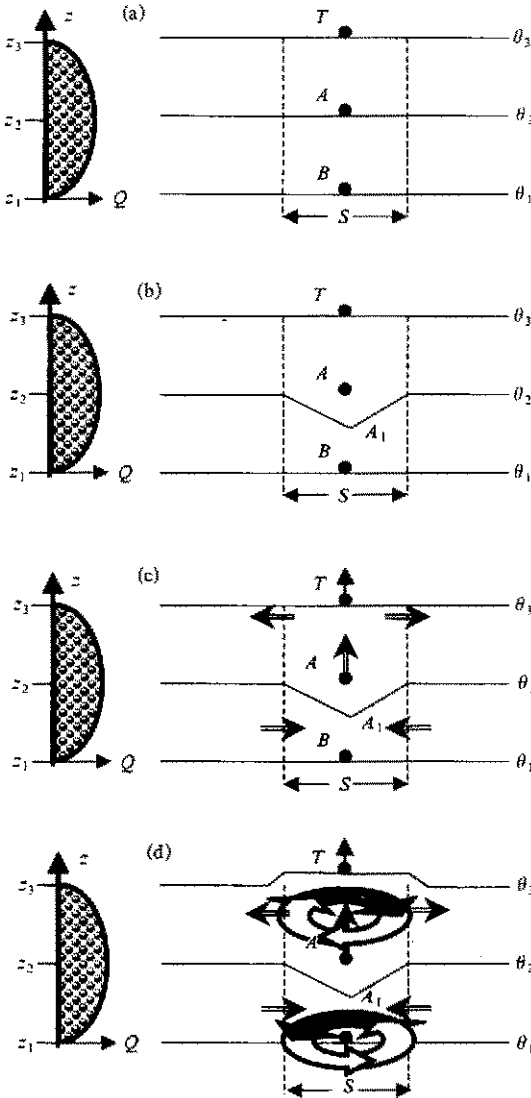


图1 大气环流(箭头)对外部加热 Q 的热力适应的发展过程示意图, 图中左侧表示区域 S 中 Q 随高度(等熵面)的分布, T 、 A 和 B 表示起始位于 θ_3 、 θ_2 和 θ_1 上的质点(参见文献[18]的图2)

(a) 起始态; (b) 热力效应使气柱位温 θ 升高; (c) 动力效应使下层空气辐合, 上层辐散; (d) 热力适应使下层出现气旋环流, 高层出现反气旋环流, 顶部出现冷中心和“过流”

$$\begin{cases} \Delta Z \sim (10^3 \sim 10^4) \text{ m}, & \Delta x, \Delta y \sim 10^6 \text{ m}, & \Delta \theta \sim 10 \text{ K}, \\ \Delta V \sim 10 \text{ m s}^{-1}, & w \sim 10^3 \text{ m s}^{-1}, & \Delta F \sim 10^2 \text{ W m}^{-2}, \end{cases} \quad (11)$$

则由热通量 F 可估得加热率

$$Q = -\frac{\theta}{c_p T \rho} \frac{\partial F}{\partial z} \sim (10^{-4} \sim 10^{-5}) \text{ K s}^{-1},$$

描述位涡变化的方程^[16,17]为

$$\frac{DP}{Dt} = \frac{1}{\rho} F_\zeta \cdot \nabla \theta + \frac{1}{\rho} \zeta_a \cdot \nabla Q, \quad (6)$$

其中 F_ζ 为三维涡度方程中的摩擦耗散项, Q 为非绝热加热, $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla$. 利用连续方程, 并引进通量形式的全微分算符:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\rho A) &= \frac{\partial \rho A}{\partial t} + \nabla \cdot \rho A \mathbf{V} \\ &= \left(\frac{\partial}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{V} \right) \rho A = \rho \frac{DA}{Dt}. \end{aligned} \quad (7)$$

则(6)式可改写成

$$\frac{dW}{dt} = F_\zeta \cdot \nabla \theta + \zeta_a \cdot \nabla Q, \quad (8)$$

其中

$$W = \rho P = \zeta_a \cdot \nabla \theta \quad (9)$$

为气块的总位涡。把 W 分解为垂直(W_v)和水平(W_h)两部分:

$$\begin{cases} W = W_v + W_h, \\ W_v = (f + \zeta_z) \theta_z, \\ W_h = \nabla \times \mathbf{V} \cdot \nabla_h \theta. \end{cases} \quad (10)$$

可见 W_v 为天气分析中常用的位涡, 它是惯性稳定度参数($f + \zeta_z$)和静力稳定度参数 θ_z 的乘积, 可定义为 W 的正压分量。而 W_h 是与风的垂直切变及水平位温梯度相联系的; 在地转关系成立时, W_h 正比于 $(-\nabla_h \theta)^2 < 0$ (参阅文献[19])。因此 W_h 可定义为 W 的斜压分量。

一般情况下, 对中纬度大气大尺度运动可取如下的特征值:

由此得知

$$W = W_v + W_h = (f + \zeta) \frac{\partial \theta}{\partial z} + \nabla \times \mathbf{V} \cdot \nabla_h \theta$$

$$\sim 10^{-6} \text{ K s}^{-1} \text{ m}^{-1} (10^0 \sim 10^{-1} + 10^{-1} \sim 10^{-2}). \quad (12)$$

如定义一总位涡单位 TU 为

$$1 \text{ TU} = 10^{-6} \text{ K s}^{-1} \text{ m}^{-1},$$

则

$$W = W_v + W_h \sim (10^0 \sim 10^{-1}) \text{ TU} + (10^{-1} \sim 10^{-2}) \text{ TU}.$$

也就是说在“一般场合”，当 θ 面的水平倾斜很小 (10^{-3}) 时， W 的“正压”分量 W_v 要比“斜压”分量 W_h 大一个量级。在“特殊场合”，当 θ 面的水平倾角很大 ($10^{-2} \sim 10^{-1}$) 时， W 的斜压分量将与正压分量相当甚至比之更大。这将在第 6 节中予以讨论。

3 下层大气中的热力适应

把 (8) 式左端展开，根据 (11) 式给出的特征尺度，当 ΔZ 为 10^3 m 时，可估得各项量级如下：

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \nabla_v \cdot \mathbf{V} W + \frac{\partial}{\partial z} w W = F_\zeta \cdot \nabla \theta + \zeta_a \cdot \nabla Q, \quad (13)$$

(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
10^{-11}	10^{-12}	10^{-11}	10^{-11}	10^{-11}

也就是说，总位涡的水平通量辐散要比其垂直通量辐散大约一个量级，或者说总位涡的垂直通量辐散不足以平衡非绝热的位涡制造。在图 1 下层 ($z_1 - z_2$) 中 $\partial Q / \partial z > 0$ ， $\zeta_a \cdot \nabla Q > 0$ 。根据 (13) 式，在时间尺度较小时，局地位涡将增长 ($\partial W / \partial t > 0$)，出现低层气旋环流 (图 1a)。在时间尺度很大，即准定常场合 $\partial W / \partial t \rightarrow 0$ ，这时在区域 S 的内点上，由于下层辐合，(13) 式中 (b) 项为负，不能平衡 (e) 项；虽然 (c) 项为正，但量级太小，也不足以平衡加热的位涡制造。因此，在边界层上，必须有

$$F_\zeta \cdot \nabla \theta \approx - \zeta_a \cdot \nabla Q, \quad (14)$$

换言之， $\partial Q / \partial z > 0$ 所制造的位涡必为摩擦项所平衡。因之加热随高度增加导致表面产生气旋环流和负的摩擦力矩。

由 (14) 式可得

$$F_z \approx - (f + \zeta_a) \frac{\partial Q}{\partial z} / \frac{\partial \theta}{\partial z} < 0,$$

由此估得的摩擦耗散率高达 10^{-9} s^{-1} 。利用涡度方程可推知，如果加热作用仅为摩擦作用所抵消，则边界层内 100 W m^{-2} 的加热在 2~3 小时内即可产生强达 10^{-5} s^{-1} 的表面气旋环流。然而这一表面气旋不能无限增长，这是因为随着表面气旋的发展，将发生下述两个过程，一方面在区域 S 中的加热使 θ 面在 S 中下凹，因而沿边界 θ 面变得很倾

斜, $\nabla_h \theta$ 指向 S 区域内部; 另一方面, 表面气旋环流的出现形成风的垂直切变, 由此产生的水平涡度沿边界指向 S 区域的外部, 位涡平衡的性质将改变。此时沿边界

$$W_h = \nabla \times \mathbf{V} \cdot \nabla_h \theta < 0, \quad (15)$$

如取侧边界“宽度”的尺度 $(\Delta x, \Delta y)$ 为 $10^4 \sim 10^5$ m, ΔZ 为 10^3 m, 参照 (11) 式给出的其他参数, 可估得

$$W_v \sim (10^{-1} \sim 10^0) \text{ TU}, \quad W_h \sim (10^0 \sim 10^1) \text{ TU},$$

因之有

$$|W_h| > |W_v| \quad (16)$$

及

$$W = W_v + W_h < 0, \quad (17)$$

于是沿 S 的边界 Γ 出现了对称不稳定结构。这时由 (15) ~ (17) 式容易证明, (13) 式左端的大项即 (b) 项变为正值, 位涡的平衡性质便变成

$$\begin{array}{ccc} \nabla_h \cdot \mathbf{V} W \approx F_\zeta \cdot \nabla \theta + \zeta_a \cdot \nabla Q & (18) \\ \text{(b)} > 0 & \text{(d)} < 0 & \text{(e)} > 0 \end{array}$$

在区域 S 上从 z_1 到 z_2 对 (13) 式积分, 并利用高斯定理

$$\int_S \nabla_h \cdot (\mathbf{V} A) ds = \int_\Gamma (\mathbf{A} \mathbf{V}) \cdot \mathbf{n} dl, \quad (19)$$

可得

$$\begin{array}{ccccccc} \int_{z_1}^{z_2} dz \int_\Gamma W \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dl + \int_S W_2 w_2 ds = \int_{z_1}^{z_2} \int_S \left[F_2 \theta_z + (f + \zeta_z) \frac{\partial Q}{\partial z} \right] ds dz, & (20) \\ \text{(b)} > 0 & \text{(c)} > 0 & \text{(d)} < 0 & \text{(e)} > 0 \end{array}$$

上式中 Γ 为区域 S 的边界线, 反时针为正, $\mathbf{n}$ 为 Γ 外法向上的单位矢量。由于低层辐合把周围 W 小的流体源源不断地输入区域 S 中 ($\mathbf{V}_T \cdot \mathbf{n} < 0$); 而 z_2 界面上的上升运动又把下层制造的正涡度向高层输送, 再根据 (17) 式, 可知 (13) 式中 (b) ~ (d) 各项的符号为 (+)、(+)、(-)、(+)。这就是说, 低层加热所制造的正涡度除了被摩擦耗散外, 还通过上界涡度的“逸散”及侧边界交换的“稀释”作用而保持平衡。通过 (15) 式至 (20) 式的讨论表明, 正是由于加热使沿边界 θ 面的倾斜及斜压位涡 W_h 的加强, 导致位涡的稀释, 才使得加热区域中位涡的平衡得以维持。

4 自由大气中的热力适应

在 $z_2 - z_3$ 层, $\partial Q / \partial z < 0$ (图 1), 有负涡度制造及反气旋式环流形成。在该层中摩擦项可略。在定常状态根据 (13) 式的尺度分析, 负涡度的制造必须由总位涡 W 的水平辐散项所平衡。由于该层中 $\nabla_h \theta$ 仍指向 S 区域内部, 而上层反气旋环流所产生的垂直风切变, 即水平涡度指向 S 区域外部, 因此 (15) ~ (17) 式中关于正压和斜压

总位涡沿边界分布的分析仍然成立。换言之，沿上层的边界 Γ 也出现对称不稳定结构，其位涡平衡的性质成为

$$\begin{aligned} \nabla_h \cdot \mathbf{V}W &\approx \zeta_a \cdot \nabla Q, \\ (b) < 0 \qquad (e) < 0 \end{aligned} \tag{21}$$

在区域 S 上从 z_2 到 z_3 对 (13) 式积分可得

$$\begin{aligned} \int_{z_2}^{z_3} dz \int_{\Gamma} W \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dl - \int_S W_2 w_2 dS = \int_{z_2}^{z_3} \int_S (f + \zeta_z) \frac{\partial Q}{\partial z} dS dz, \\ (b) < 0 \qquad (c) < 0 \qquad (e) < 0 \end{aligned} \tag{22}$$

因此，上层加热所制造的负位涡度一方面被底层上传的正位涡所“稀释”，但更主要的，必为沿边界 Γ 的负位涡的“散逸”所平衡。因此负的斜压位涡沿边界向外“散逸”是保持位涡平衡所必不可少的。

如果在 S 上从 z_1 到 z_3 对 (13) 式积分，则定常的位涡平衡关系可以由 (20) 和 (22) 式之和予以分析。这时通过界面 z_2 的位涡输送项 (c) 消失；在求垂直积分时加热项中的大项 $\left(\int \frac{\partial Q}{\partial z} \right)$ 为零，唯余小项 $\zeta_z \frac{\partial Q}{\partial z}$ 的积分。换言之，在对 (13) 式从 z_1 到 z_3 的积分中，(b)、(d) 为大项。因此，表面摩擦制造的负位涡 [(20) 式中的 (d) 项 < 0] 必须靠上层大气中负位涡的“逸散” [(22) 式中 (b) 项 < 0] 才能建立平衡。这时，沿着气柱上层的侧边界负位涡的逸散 [(22) 式 (b) 项] 必须大于下层侧边界的正涡度的“稀释”。

综上所述，可以把热力适应过程中位涡的平衡机制用图 2 示意如下：在分层模型中

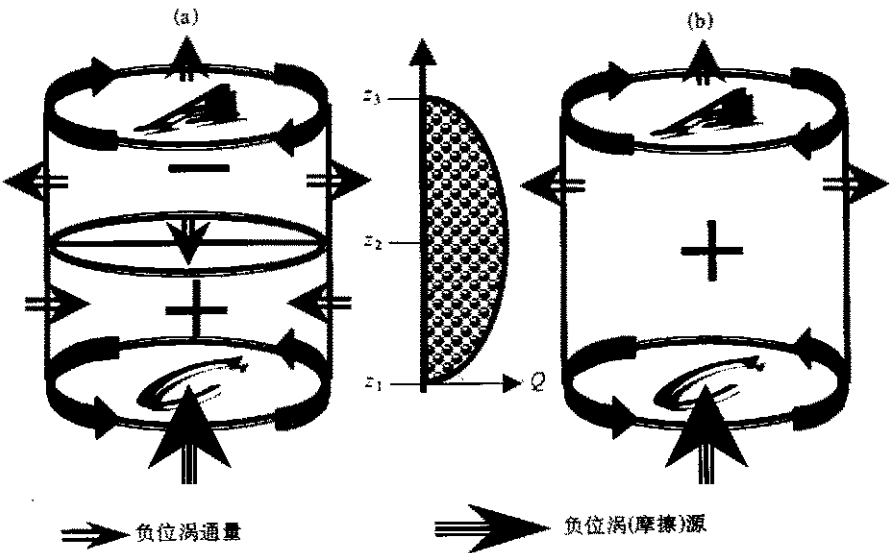


图 2 在大气热力适应的过程中总位涡 W 收支示意图
(+)、(-) 表示总位涡的源和汇，箭矢表示总位涡流量的方向
(a) 在分层模式中；(b) 在整层气柱模式中

(图 2a), 在加热随高度增加的低层, 正的位涡制造被地面负的摩擦涡源、侧边界的负位涡输入及上边界正位涡的输出所平衡; 在加热随高度减少的上层, 负的位涡制造被下边界正位涡的输入及侧边界负位涡的输出所平衡。在气柱垂直积分模型 (图 2b) 中, 摩擦施加于气柱的负位涡除了被气柱中正位涡的制造 $\left(\int_{z_1}^{z_2} \zeta_z \frac{\partial Q}{\partial z} dx > 0\right)$ 所抵消外, 其余的负位涡在高层沿侧边界向外输送。

5 热力适应中的“过流”问题

在 θ_3 层上非绝热加热为零, 质点没有相对于 θ 面的“垂直运动”。在 z 坐标中没有水平平流作用的场合, 由热力方程推知, 由于图 1 中 z_3 处 $\partial\theta/\partial z \neq 0$, 那里的垂直运动应等于零。这里定义的“过流” (overshooting) 类似“上冲”, 就是指由于热力适应, 在 θ_3 层及以上层次仍然存在上升运动及反气旋性辐散 (见图 1、2)。这里首先证明“过流”是非绝热加热的必然伴随现象, 然后讨论过流在维持涡度平衡中的重要作用。

5.1 过流的必然性

在图 1 中, 取 $\theta > \theta_3$ 的任意一层 θ_4 , 这时在 $\theta_2 - \theta_4$ 层中, $\Delta Q / \Delta z < 0$ 有负涡度制造。因此图 1 以及上一小节关于 $z_2 - z_3$ 层的自由大气中的热力适应的讨论也适于 $\theta_2 - \theta_4$ 层中, 于是在 $\theta_3 - \theta_4$ 层也存在反气旋环流, 以及上升和水平辐散。由此可知, θ_3 层上的过流是必然现象。还由于 θ_4 是任取的, 因此过流现象可以出现在较厚的层次中。在真实大气和模式大气中, 由于存在扩散, 在加热区上方也存在 $\partial\theta/\partial z < 0$ 的深厚层次。

与过流的上升运动相伴随, 绝热冷却使 z_3 处出现冷中心, θ 下降, 使 z_3 处大气接近中性层结 ($\partial\theta/\partial z \approx 0$)。在这种场合, 尽管 z_3 处外源加热为零, 仍然可以出现上升运动 ($w \partial\theta/\partial z \approx 0$), 只不过由于大气温度的垂直层结接近干绝热递减率 [$(\partial\theta/\partial z) \propto (\gamma_d - \gamma) \approx 0$], 因此上升运动并不会影响位温分布的准定常状态。

5.2 过流在涡度平衡中的作用

过流首先增加了 z_2 层以上反气旋涡度向外散逸 ($\int dz \int W \cdot \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} d\mathbf{l} < 0$) 的垂直厚度, 更多的补偿了摩擦制造的负涡度。

其次过流的绝热冷却作用使 θ_3 面上凸 (图 1d), 于是使 $z_1 - z_3$ 中 θ_z 减少。从位涡的观点来看, 整层气柱中静力稳定度的减少使气柱中正压位涡 W_v 减少, 于是沿边界的对称不稳定更迅速地出现, 从而加速了高低层位涡平衡的建立 [见 (18)、(21) 两式]。

除此以外, 加热区大气在下层辐合、上升并在上层辐散, 还在周边地区引起上层的辐合、下沉以及下层的辐散。大气加热通过这一“补偿效应”影响着邻域的大气运动。

过流是大气中的重要过程。一个明显的例子是赤道和热带的大气结构, 那里的对流云一般可伸展到 12 km 左右。而对流层顶却高达 16 km (约为 390 K)。从 200 hPa 向上, θ 面向上凸起, 在对流层上部及平流层下部形成比中纬度还要冷的低温中心。而在 200 hPa 以下, θ 面下凹显著。热带的这一热力适应及过流特征对全球气候的形成有十分重要的作用。下面将通过数值试验去认识过流及其在热力适应中的作用。

6 热力适应的数值模拟

为了考察大气流场对外热源的适应过程, 利用气候系统模式 LASG / IAP GOALS^[20]进行数值模拟。该模式的大气部分为 9 层 15 波菱形截断的全球大气环流模式^[21], 垂直方向采用 σ 坐标。海洋部分为 20 层全球海洋环流模式^[22]。陆地模式为 SSiB 模式^[23,24]。辐射过程采用石广玉^[25]的 K 分布方案。在试验中, 设定全球为海洋, 海洋模式关闭, 以给定的 7 月纬向平均海表温度分布作为大气的下边界; 太阳高度角固定为 7 月 15 日的值; 其他所有外强迫 (包括 CO_2 、气溶胶、云量等) 及大气状态均取 7 月纬向平均值; 起始风场和水平温度梯度 $\nabla_h T$ 设定为零。为了简化讨论, 以及便于与已有研究成果比较, 外热源的中心在试验中被置于赤道上; 加热场在水平面上呈轴对称分布, 从中心向边界递减。加热范围在南北方向界定为 $11^\circ\text{S} \sim 11^\circ\text{N}$, 在东西方向为 $160^\circ\text{E} \sim 150^\circ\text{W}$; 由于背景场是纬向均匀的, 因此经度范围只有参照意义。

6.1 大气流场对深对流凝结加热的适应

在 S 区域上给出恒定的深对流凝结加热, 中心强度为 5°C d^{-1} , 1°C d^{-1} 的热源区域如图 3 粗实线所示。加热的垂直廓线见图 4 中的阴影部分。除此以外, 模式中其他的非绝热加热, 包括感热加热及其他潜热加热等, 均设为零。图 3 给出积分第 1 和第 3 天低层 $\sigma=0.991$ 和高层 $\sigma=0.189$ 层上风场的分布, 显示出典型的 Gill 型响应^[26]。沿赤道向东的 Kelvin 波以大约 30°d^{-1} 的相速传播, 关于赤道对称。向西的 Rossby 波相速

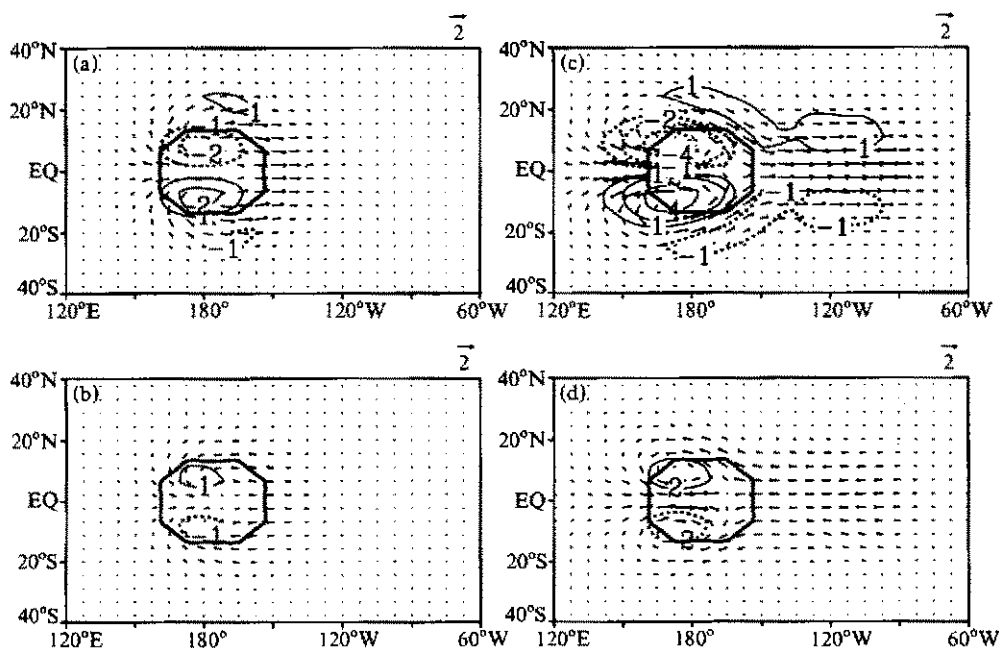


图 3 在深对流凝结加热的热力适应的数值试验中的流场和涡度场 (单位: 10^{-6} s^{-1}) 的分布
(a) 和 (c) 为上层 $\sigma=0.189$ 上的第 1 天和第 3 天; (b) 和 (d) 为下层 $\sigma=0.991$ 上的第 1 天和第 3 天
实线: 正; 虚线: 负; 粗线: 最大加热层 ($\sigma=0.336$) 上加热大于 1 K d^{-1} 的区域

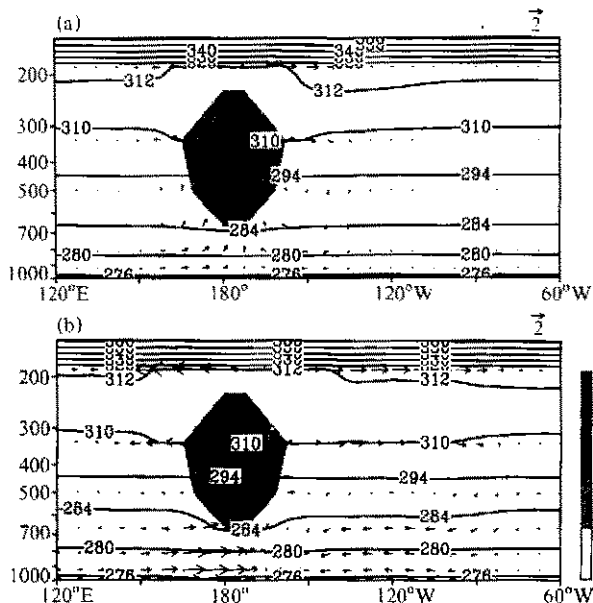


图 4 在深对流凝结加热的热力适应的数值试验中沿赤道的垂直剖面上等位温线(单位: K)和流场(单位: u , $m s^{-1}$; ω , $-40 Pa s^{-1}$)的分布
阴影区表示加热强度
(a) 第 1 天; (b) 第 3 天

为 $12(^{\circ}) d^{-1}$ 。这也与 Matsuno^[27]、Anderson 和 Stevens^[28]的结果类似。这种环流的响应解释了赤道地区对流层高、低层纬向风和径向风的相对大小, 以及对称波型以行星尺度存在的趋势。图 3 的结果表明, 该模式能合理地模拟出大气流场对外热源强迫的响应。它还表明加热在低层造成正的涡度和水平辐合, 高层与之相反。其邻域出现较弱的补偿式流场。

图 4 是本试验中沿赤道位温和风矢量(纬向风 u 和垂直速度 ω)的垂直剖面的演变。凝结潜热加热使等 θ 面(如 284 K 等值线)下凹, 气块穿过等 θ 面辐合上升。在最大加热层(336 hPa)以上向外辐散。近地层 $Q=0$, 等 θ 面基本保持水平。200 hPa 上, 出现了明

显的“过流”: 那里有明显的上升运动、辐散及冷中心。

6.2 大气流场对表面感热加热的适应

将理想化的表面感热源置于图 5 所示的赤道地区, 中心位于 $176^{\circ}W$, 中心强度是 $100 W m^{-2}$ 。 $1 W m^{-2}$ 的热源区域如图 5 中粗实线所示。如前所述, 这里的经度只有参照意义。而加热强度则以赤道地区陆面加热强度为依据。例如沿赤道非洲和南美洲, 其最大陆面感热通量通常在 $100 W m^{-2}$ 以上。为突出环流对感热源的响应并避免较小尺度的扰动, 除设定的热源外, 将模式中的凝结加热和其他表面感热去掉。

图 5a 和 d 给出积分第 1 天和第 3 天热源中心上空温度垂直扩散项的曲线, 表现了感热加热的垂直变化。最大的加热位于近地层的 920 hPa 附近, 向上迅速减小, 在 800 hPa 附近已接近 0。这是因为感热加热是由边界层中的小尺度湍流运动所造成, 因此其扩散被限制在对流层低层。

图 5c 和 f 给出积分第 1 和第 3 天 $\sigma=0.991$ 层上风场和涡度场的响应。显示加热在低层造成正的涡度和水平辐合, 热源区中西部赤道南北两侧各有一关于赤道对称的气旋式环流。图 5b 和 e 给出 $\sigma=0.664$ 层上的响应流场, 该层已是感热影响范围的上层。与低层形势相反, 在热源区上方为水平辐散和关于赤道对称的反气旋式环流。值得注意的是, 不管是上层还是下层, 沿着边界的涡度符号与边界内的符号相反, 表明在热力适应中, 沿加热侧边界的动力特征与内点显著不同。

图 6 是本试验中沿赤道位温和风矢量(纬向风 u 和垂直速度 ω)的垂直剖面的演变。加热后的第一天, 热源区的等 θ 面即开始下凹, 气块穿过等 θ 面辐合上升。因感热加热的垂直层次较低, 在 $\sigma=0.664$ 层上已是辐散。辐合辐散及垂直上升运动随着时间

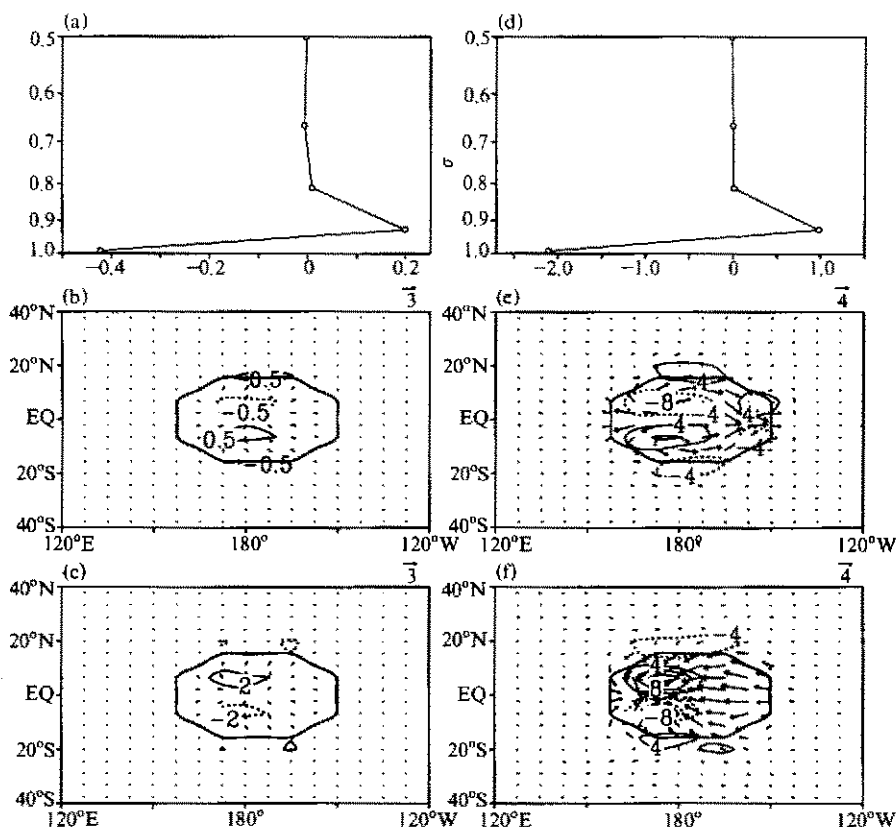


图5 在表面感热加热的热力适应的数值试验中第1天 (a, b, c) 和第3天 (d, e, f) 沿赤道的加热率垂直廓线 (a 和 d, 横坐标为加热率, 单位: $K d^{-1}$), 以及在上层 $\sigma=0.664$ (b, e) 和下层 $\sigma=0.991$ (c, f) 的流场和涡度场 (单位: $10^{-6} s^{-1}$, 实线为正, 虚线为负) 的分布, 粗线界定加热大于 $1 W m^{-2}$ 的区域

增强。

上述的低层辐合和气旋式环流、高层辐散和反气旋式环流结构与热力适应原理是完全一致的。感热加热引起 θ 面下降空气上升。因表面加热的垂直梯度很大, 造成低层 θ 面与地面相切。由于赤道地区不存在频散流场, 因此加热只影响周围地区。尤其值得注意的是, 尽管表面感热加热源基本只出现在 800 hPa 以下的边界层中, $\sigma=0.664$ 以上层次已没有感热加热, 但过流作用使 500 hPa 出现冷中心及水平辐散。加热的西边界 ($165^{\circ}E$) 和东边界 ($157^{\circ}W$) 285 K 的 θ 面已明显倾斜。由此可见, 过流是大气热力适应过程中使近地层加热能影响其上层次环流的重要机制。

在图 5 中, 除赤道外, 涡度的量级为 $10^{-6} s^{-1}$ 。根据图 5 和图 6, 可以估算总位涡 W 各分量沿加热区边界的量级如下:

$$\left\{ \begin{array}{ll} (f + \zeta) \sim (10^{-6} \sim 10^{-5}) s^{-1}, & \frac{\Delta \theta}{\Delta z} \sim (10^{-3} \sim 10^{-4}) K m^{-1}, \\ \left(\frac{\Delta u}{\Delta z}, \frac{\Delta v}{\Delta z} \right) \sim 10^{-2} s^{-1}, & \left(\frac{\Delta \theta}{\Delta x}, \frac{\Delta \theta}{\Delta y} \right) \sim 5 \times 10^{-6} K m^{-1}. \end{array} \right. \quad (23)$$

可见即使对水平尺度达 4×10^6 m, 平均加热为 64 W m^{-2} ($200/\pi$) 的赤道表层加热, 沿着加热区的边界其所激发的水平涡度 (风的垂直切变) 也比垂直涡度大 3 个量级以上。根据 (12) 式定义, 可估算沿边界总位涡的正压分量 W_v 和斜压分量 W_h 的量级为

$$\begin{cases} W_v = (f + \zeta)\theta_z \sim (10^{-2} \sim 10^{-4}) \text{ TU}, \\ W_h = \nabla \cdot \mathbf{V} \cdot \nabla_h \theta \sim (10^{-1} \sim 10^{-2}) \text{ TU}. \end{cases} \quad (24)$$

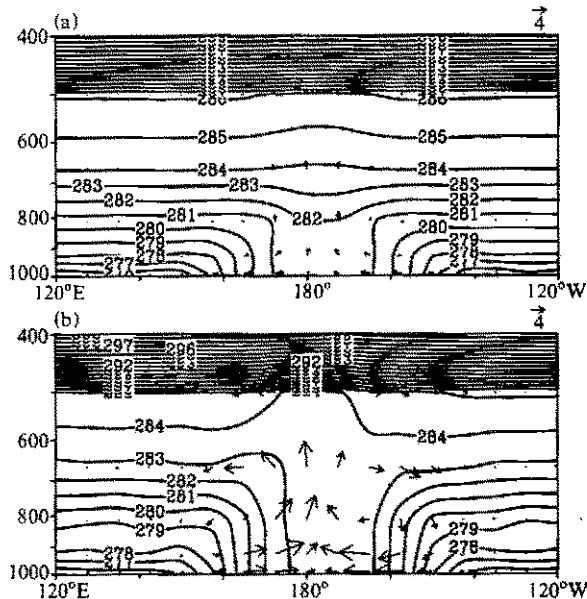


图 6 在表面感热加热的热力适应的数值试验中沿赤道的垂直剖面上等位温线 (单位: K)

和流场 (单位: $u, \text{ m s}^{-1}$; $v, -40 \text{ Pa s}^{-1}$) 的分布。

(a) 第 1 天; (b) 第 3 天

还由于 $W_h < 0$, 因此 (16) 和 (17) 式成立, 沿边界 Γ 出现了对称不稳定 ($W < 0$)。因此也证明在热力适应过程中, 由 (20) 式给出的下层大气总位涡平衡、(22) 式表示的上层大气的总位涡平衡以及图 2 描述的气柱中总位涡平衡的分析是正确的。所不同的是 (24) 式中 W 的量值较小, 这是由于扰动位于赤道低空的缘故。此外, 图 5 和图 6 还表明, 向热源区低空的辐合和高空的辐散还在加热区周边引起低空辐散和高空辐合。因此, 周边地区在低空有反气旋涡度形成; 在高空有气旋涡度形成。另外上升区的东西两侧有下沉运动, 形成类似 Walker 环流的纬向直接热力环流圈, 最强上升运动位于热源中心 176°W 。这些结果表明赤道感热加热不仅影响加热区上空的环流, 还在邻

域强迫出补偿性环流。

7 结论和讨论

通过对 Ertel 位涡的分析可以得到一个基本关系, 即单位面积上以质量为权重的位涡积分等于以 θ 为权重的绝对涡度的积分。由此可以揭示大气环流向非绝热加热调整, 从而在涡度制造、摩擦耗散及位涡向源区外散逸之间建立平衡的热力适应过程。

过流 (overshooting) 是热力适应中的伴随现象。在加热层顶以上的高度上, 尽管非绝热加热已消失, 但由于热力适应, 仍然存在上升辐散运动及反气旋式流场, 并伴有冷中心。过流的存在使低近地层的加热能够影响高层的环流, 并加速气柱中位涡平衡的建立。

与热力适应相伴随的另一重要现象是沿着加热区的侧边界斜压位涡 $\nabla \times \mathbf{V} \cdot \nabla_h \theta$ 为负, 且其值大于正压位涡 $(f + \zeta)\theta_z$ 。这是维持气柱中位涡平衡的必要条件。对于位于赤道附近的, 水平尺度为数千公里, 加热强度仅为 60 W m^{-2} 的表面感热加热, 热力适应

所产生的沿其边界的斜压位涡要比正压位涡大 2 个量级以上。

在热力适应的准平衡态, 加热中心以下的低层大气中加热所制造的正位涡除了被表面摩擦所耗散外, 还被侧边界上负位涡的输入所稀释; 其余部分通过上边界输向上层大气中。而加热中心以上的高层大气中加热所制造的负位涡除了小部分被下边界上传的正位涡所抵消外, 主要通过侧边界向外逸散(或传播); 其余部分通过过流传入更高层的大气中。从整个气柱的整体来看, 摩擦通过底边界施加给大气柱的负涡度除了补偿气柱中非绝热加热的正涡度制造外, 还通过侧边界的辐散气流及上边界的上冲气流向四周及高层大气排放, 成为大气中的负涡度源。

在本部分的讨论中, 把气柱中的热力适应看成一个相对孤立的系统。在进行数值试验时, 甚至假定背景流场为零。这时气柱的热力适应仅影响毗邻的大气环流。当这种热力适应发生在非零的背景流场, 尤其是出现在副热带或在西风气流中时, 则热力适应所形成的负涡度源将出现频散, 并影响副热带环流的形态。这将在第 II 部分中讨论。在更一般的场合, 大气环流常常同时向感热加热和潜热加热适应, 关于其适应特征将在第 III 部分中加以讨论。

参 考 文 献

- 1 Rossby, C. G., On the mutual adjustment of pressure and velocity distribution in certain simple current system I, *J. Mar. Res.*, 1937, **1**, 15~28.
- 2 Rossby, C. G., On the mutual adjustment of pressure and velocity distribution in certain simple current system II, *J. Mar. Res.*, 1937, **2**, 239~263.
- 3 Oboukhov, A. M., The problem of geostrophic adaptation, *Izvestia of Academy of Science USSR, Ser. Geography and Geophysics*, 1949, **13**, 281~289.
- 4 Yeh, T. C., On the formation of quasi-geostrophic motion in the atmosphere, *J. Meteor. Soc. Japan*, 1957, **75**, 130~137.
- 5 曾庆存, 初始扰动结构对适应过程的影响及观测风场的应用, *气象学报*, 1963, **33**, 37~50.
- 6 曾庆存, 大气中的适应过程和发展过程, (一), *气象学报*, 1963, **35**, 163~174.
- 7 曾庆存, 大气中的适应过程和发展过程, (二), *气象学报*, 1963, **35**, 181~189.
- 8 叶笃正、李麦村, 大气运动中的适应问题, 北京: 科学出版社, 1965, 126pp.
- 9 巢纪平, 关于“大气各类运动的多时间尺度特征”的讨论, 第二届全国数值天气预报会议论文集, 中央气象局气象科学研究所编, 北京: 科学出版社, 1980, 193~195.
- 10 叶笃正、巢纪平, 论大气运动的多时态特征—适应发展和准定常演变, *大气科学*, 1988, **22**, 385~398.
- 11 巢纪平、许有丰, 二层线性模式里长期天气过程的一些计算, 动力气象论文集, 顾振潮等著, 北京: 科学出版社, 1961, 90~95.
- 12 张可苏, 在有热源和耗散情况下的大气适应过程, *大气科学*, 1980, **4**, 199~211.
- 13 丑纪范, 大气动力学方程组的全局分析, *北京气象学院学报*, 1995, **1**, 1~12.
- 14 丑纪范, 大气动力学的若干进展和趋势, 现代大气科学的前沿与展望, 北京: 气象出版社, 1995, 71~75.
- 15 李建平、丑纪范, 大气动力学方程组的定性理论及其应用, *大气科学*, 1998, **22**, 443~453.
- 16 Ertel, H., Ein neuer hydrodynamische wirbelsatz, *Meteorology. Z. Braunschweig*, 1942, **59**, 277~281.
- 17 Hoskins, B. J., M. E. McIntyre and A. W. Robertson, On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1985, **111**, 877~946.
- 18 Hoskins, B. J., Towards a PV—(view of the general circulation, *Tellus*, 1991, **43A**, 27~35.
- 19 Wu Guoxiong and Liu Huanzhu, Vertical vorticity development owing to down-sliding at slantwise isentropic surface, *Dyn. Atmos. Oceans*, 1998, **27**, 715~743.
- 20 吴国雄、张学洪等, LASG 全球海洋—大气—陆面模式 (GOALS/LASG) 及其模拟研究, *应用气象学报*,

- 1997, 8 (增刊), 15~28.
- 21 Wu Guoxiong, Liu Hui, Zhao Yuchen and Li Weiping, A nine-layer atmospheric general circulation model and its performance, *Adv. Atmos. Sci.*, 1996, 13, 1~18.
- 22 Zhang Xuehong, Chen Keming, Jin Xiangze et al., Simulation of thermohaline circulation with a twenty layer oceanic general circulation model, *Theor. Appl. Climatol.*, 1996, 55, 65~88.
- 23 Liu Hui and Wu Guoxiong, Impacts of land surface on climate of July and onset of summer monsoon: A study with an AGCM plus SSiB, *Adv. Atmos. Sci.*, 1997, 14(3), 289~308.
- 24 Xue Y. K., P. J. Sellers, J. L. Kinter and J. Shukla, A simplified biosphere model for global climate studies, *J. Climate*, 1991, 4, 345~364.
- 25 Shi Guangyu, An accurate calculation and the infrared transmission function of the atmospheric constituents. Ph. D. Thesis, Dept. of Sci., Tohoku University of Japan, 1981, pp.191.
- 26 Gill, A. E., Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1980, 106, 447~662.
- 27 Matsuno, T., Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, *J. Meteor. Soc. Japan*, 1966, 44, 25~42.
- 28 Anderson, J. R. and D. E. Stevens, The response of the tropical atmosphere to low frequency thermal forcing, *J. Atmos. Sci.*, 1987, 44, 676~686.

Thermal Adaptation, Overshooting, Dispersion, and Subtropical Anticyclone Part I: Thermal Adaptation and Overshooting

Wu Guoxiong and Liu Yimin

(State Key Laboratory of Numerical Modeling Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics,
Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Abstract Based upon potential vorticity theory, this paper investigates the feature of atmospheric motion as a result of diabatic heating, and stresses the principle of atmospheric thermal adaptation to external thermal forcing. It is proved that, during thermal adaptation the baroclinic component of potential vorticity along the boundary of the heating region becomes negative and larger than the barotropic component, where the atmosphere becomes symmetrically unstable. It is shown that over the top layer of a heating region, although there is no diabatic heating, but still exist ascent, divergence, anticyclonic circulation, and cold center. This is proved to be a result of the so-called "over shooting" accompanied with the thermal adaptation. Budget analysis of total potential vorticity reveals that, through thermal adaptation, the vorticity generation due to surface friction forms an upper-layer source of negative vorticity, and affects atmospheric motions. These are further verified by a series of numerical experiment.

Key words: thermal adaptation; overshooting; baroclinic potential vorticity; barotropic potential vorticity; potential vorticity budget