定常态副热带高压与垂直运动的关系*

吴国雄　刘屹岷　任荣彩　刘　平

(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

文中利用 NCEP/NCAR 月平均再分析资料研究了定常条件下二维和三维空间上副热带高压与垂直运动的关系; 比较了 Hadley 环流和副热带高压动力学的差异。结果显示由于地球自转, 在副热带地区出现了最大的经向质量通量的辐合, 导致了纬向平均副热带高压的形成。在热成风关系的制约下, 除了在北半球夏季, 通常副热带高压脊线随高度增加向赤道倾斜。Hadley 环流的下沉支从对流层顶垂直地延伸到行星边界层。因此副热带高压脊线与该下沉支在自由大气中位置分离, 年际变化反相; 在行星边界层中摩擦耗散作用使两者重合, 年际变化同相, 但垂直运动对副热带高压的形成不起作用。

三维空间上, 沿行星边界层的副热带高压脊线处为下沉运动, 副热带大洋东部强烈的下沉运动对应着强烈的向赤道气流。自由大气中, 垂直下沉运动的分布与副热带高压的分布不同。大洋上副热带高压东部大气下沉, 副热带高压西部大气上升。这一方面与等熵面的北高南低的倾斜分布在动力学上是一致的; 另一方面还表明副热带高压的形成也与非绝热加热密切相关。总之, 不论是在自由大气还是在边界层中, 不能简单地把下沉运动看成是副热带高压形成的原因。

关键词: 定常态, 副热带高压, 垂直运动。

1　引　言

在南北半球的副热带地区各存在一带状的位势高度高值带或带状高压, 被称为副热带反气旋或副热带高压(副高)。副高连接中纬的西风带系统和低纬的热带天气系统, 与大气环流的变化、水汽传输和气候异常密切相关。夏半年, 副高占据了对流层低层和高层的广大区域, 如北半球夏季位于东太平洋的海面副高即占据了北半球面积的 20% ~ 25%。因此, 副高不论在范围还是强度上的异常都将与区域或全球的天气和气候灾害有关。早在 20 世纪 60 年代, 陶诗言等[1~3]就指出 500 hPa 的西太平洋副高和对流层上层的青藏高压对东亚天气有重要影响。黄士松等[4,5]详细地研究了高压脊位置、温湿场分布、风场、涡散场、垂直运动及经圈环流等的分布特征, 发现副高的结构非常复杂, 且各个单体之间也存在着差异。后来又出现了许多这方面的后续研究[6]。基于副高和非洲、亚洲以及西太平洋环流之间关系的研究表明, 亚非季风系统中的副热带高压也对该地区的天气和气候异常有着重要作用[7~13]。

然而, 由于以往工作中因资料的缺乏和学科发展的限制, 我们对副高的认识仍非常有限, 尤其是副高的形成机理尚不清楚。与纬向平均或局地 Hadley 环流下沉支相关的下沉运动通常被认为是副高形成和变异的原因。20 世纪 90 年代以来, 我们利用 NCEP/NCAR 再分析资料[14]和新发展的气候系统模式 LASG/IAP GOALS[15,16], 深入分析和研究副高的形成。研究结果表明在气候尺度上, 副热带高压的形成不能用下沉运动去解释。夏季副热带高压的形成主要是由于沿副热带地区非均匀的非绝热加热(包括感热加热, 潜热释放和辐射冷却) 使对称的副热带高压带断裂成闭合单体的结果[33]。各类非绝热加热垂直廓线的不同, 可对应着不同的环流结构, 它们的共同影响形成了副热带不同地区的不同形态的高压。

* 初稿时间: 2004 年 7 月 30 日; 修改稿时间: 2004 年 8 月 25 日。
资助课题: 中国科学院重要方向创新项目(ZKCX2-SW-210) 和国家自然科学基金委项目(40135020, 40221503 和 40023001)。

2 纬向平均副热带高压

2.1 一般概念

在自由大气中, 定常的、纬向平均的经向质量通量(ρv)方程可用地转关系简化为

$$f\rho u + \partial p / \partial y = 0 \qquad (1)$$

从这一关系出发, 得到定常态($\partial / \partial t[\partial(\rho v)/\partial y] = 0$)的经向质量通量的散度方程

$$\partial(f\rho u)/\partial y + \partial^2 p / \partial y^2 = 0 \qquad (2)$$

上述符号均为气象学传统定义的符号。当纬向气流 u 被南北向的加热差异激发出来以后, 地转的作用使其偏转而出现经向质量通量 $f\rho u$。方程(2)意味着在地转关系的约束下, 沿着副高脊线的这种经向质量通量的辐合($\partial(-f\rho u)/\partial y < 0$)必然被气压梯度力所产生的质量通量的辐散($-\partial^2 p/\partial y^2 > 0$)所平衡。因此副高出现在东西风的交界面上(图 1a)。

在行星边界层内, 考虑摩擦的作用后式(1)和(2)分别为

$$f\rho u + \partial p / \partial y = -\rho k v \qquad (3)$$

$$\partial(f\rho u)/\partial y + \partial^2 p / \partial y^2 = -k\partial(\rho v)/\partial y \qquad (4)$$

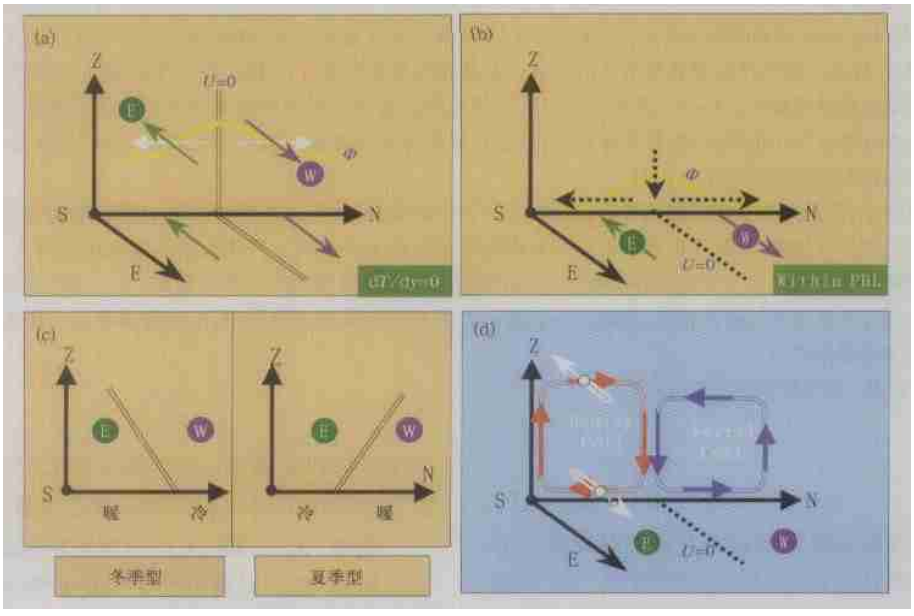

图 1 纬向平均副热带高压和经向 Hadley 环流圈维持机制的动力学示意图

(a. 沿南北方向副高脊线上, 地转偏向力($-f\rho u$, 虚线箭头)引起的经向质量辐合与由气压梯度力($-\nabla\Phi$, 实线箭头)引起的辐散相平衡; b. 行星边界层内, 穿越等压线由副高向外的气流辐散与边界层顶的进入边界层的下沉运动相平衡; c. 按照热成风关系, 副高脊线所高度增加向暖区倾斜, 冬季形成西风切变, 夏季在亚洲季风区形成东风切变; d. 与 Hadley 环流水平支相关联的惯性力矩(空心箭头)与地面摩擦引起的角动量的产生(虚线箭头)以及高空从热带向中纬度的角动量的辐散(实线箭头)相平衡)

Fig. 1 Schematic diagram showing the dynamic mechanism for the maintenance of the zonal mean subtropical anticyclone and Hadley circulation. (a) In the free atmosphere at the ridgeline of subtropical anticyclone, the convergence of meridional mass flux owing to the inertial effects of the Earth's rotation ($-f\rho u$, dotted white arrow) is balanced by its divergence due to the pressure gradient force ($-\nabla\Phi$, solid white arrow). (b) In the planetary boundary layer, the cross-isobaric flow that diverges from the subtropical anticyclone outwards is balanced by the descent into the layer at the top of the planetary boundary layer. (c) According to the thermal wind relation, the ridge of the subtropical anticyclone tilts with increasing height towards warmer regions, forming westerly shear in winter and easterly shear in summer when crossing the ridgeline upwards in the Asian monsoon area. (d) The inertial torques associated with the horizontal branches of the Hadley cell (blank white arrow) are balanced by the generation of angular momentum due to friction at the surface (dotted arrow), and by the divergence of angular momentum from the tropics to the mid-latitudes in the upper troposphere (solid arrow)

这里 k 是摩擦系数。在这一层中, 混合层理论和 Ekman 理论都指出水平风有一个从高压指向低压的分量[17]。因此, 边界层内的副高伴随着强烈的水平质量通量的辐散($\partial(\rho_0 v)/\partial y > 0$), 这里 ρ_0 是该层大气的密度。由于通过 Ekman 层顶 D_e 进入边界层的质量输送必须等于边界层内穿越等压面的质量通量的辐散, 即

$$\rho_0 w(D_e) = -\frac{\partial}{\partial y}\int_0^{D_e}\rho_0 v\ \mathrm{d}z \qquad (5)$$

因此, 副高脊线在边界层中的位置与 Ekman 层顶 Hadley 环流下沉支最强的位置一致。值得指出的是, 式(5) 说明边界层顶的下沉运动以及边界层内与反气旋有关的穿越等压面的气流都是次级无辐散流, 并对该层内的质量堆积无贡献。因而边界层顶处沿着副高脊线的下沉运动不能被用来解释副高的形成(图 1b) 。

2.2　位　置

副高带是沿副热带地区气压最高的环状带。这意味着沿副高带有

$$\partial p/\partial y = 0 \qquad (6)$$

$$\partial^2 p/\partial y^2 < 0 \qquad (7)$$

利用地转关系(1) 和(2) 可知, 自由大气中, 在纬向平均的意义上可以用下面的标准来定义副高的位置

$$\begin{cases} u = 0 \\ \partial u/\partial y \begin{cases} > 0 & \text{北半球} \\ < 0 & \text{南半球} \end{cases} \end{cases} \qquad (8)$$

在行星边界层, 因为副高中心经向风消失, 方程(3) 与方程(1) 等价。而按照 Ekman 理论, 气压梯度力的经向分量大于摩擦力, 方程(4) 左边的第 1 项的符号取决于左边第 2 项的符号, 与方程(2) 的结果相似。因此, 式(8) 所给出的识别副高中心的判据在边界层也有效。

副高位置的垂直变化可以用热成风的关系来推定

$$\partial u/\partial p = (\alpha/f\theta)\,\partial\theta/\partial y \qquad (9)$$

简单地, 在式(9) 中用了 p-坐标。沿副高脊垂直风切变和水平温度梯度的关系(图 1c) 。按照这一关系, 如果热带地区比中纬度暖, 跨越副高脊($u = 0$) 向上将有西风性切变。反之, 如热带地区比中纬度冷, 跨越副高脊向上将有东风性切变。换言之, 副高脊线随高度增加向暖区倾斜。

2.3　强　度

副高强度可用经向质量通量的堆积或辐合来估计, 即

$$\mathrm{Int} = \partial(f\rho u)/\partial y = f\rho\partial u/\partial y + \rho u\beta \qquad (10)$$

这里假定脊线附近的密度不随纬度变化。式(10) 和(2) 指出副高的强度可用 $-\partial^2 p/\partial y^2$ 度量。在 p 坐标下, 该量与 $-\rho\partial^2\Phi/\partial y^2$ 等价。因为跨越副高脊线在水平面上密度变化不大, 为简化起见, $-\partial^2\Phi/\partial y^2$ 可用作副高强度指数。因为 $-\partial^2\Phi/\partial y^2$ 正比于 Φ, 位势高度有时被用作副高强度指数。

根据式(10) 可得到下面的推论:

(1) 只有在高度相同($\rho \approx \mathrm{const}$) 和纬度相同($f \approx \mathrm{const}$) 的前提下, 才能用纬向平均的相对涡度($-\partial u/\partial y$) 度量纬向平均副高的强度。

(2) 对于相同的纬向风的梯度, 副高强度随高度减少或纬度增加而增加。

由推论(2) 可知, 在同一层上向极运动的副高将进一步发展, 而向赤道移动的副高必将减弱。

3　纬向平均副高和 Hadley 环流的季节变化比较

吴国雄等[31] 曾比较年平均副热带高压带和 Hadley 环流下沉支的关系, 这里着重分析其季节变化。所用资料为 1980~ 1997 年 18 a 月平均 NCEP/NCAR 再分析资料。图 2 中, 粗断线是 $u = 0$ 线, 阴影区是位势高度与同一等压面层在赤道上的值的偏差, 即

$$\psi(y, p) = \Phi(y, p) - \Phi(0, p) \qquad (11)$$

这里 $\Phi(0, p)$ 表示在气压为 p 的等压面上纬向平均的位势高度在赤道处的值。因 $\Phi(0, p)$ 与 y 无关, $\partial\Phi(0, p)/\partial y = \partial^2\Phi(0, p)/\partial y^2 = 0$。根据第 2.2 和 2.3 节的讨论, 当考虑纬向平均副高的分布和强度时, $\psi(y, p)$ 与 $\Phi(y, p)$ 等价。使用 $\psi(y, p)$ 的优越性在于去掉了与目前研究无关的位势场中的大值, 使较小的偏差能更清楚地反映副高的三维结构[18]。由图 2 可见, $u = 0$ 线与同一层上最大值位置几乎完全重合。因为热带东风地区被 $u = 0$ 线所包围, 其外为西风, 图 2 表明至少在纬向平均的意义下式(8) 作为副高位置的判据是恰当的。

传统上, 将副高的形成归于辐射冷却和 Hadley 环流下沉支的作用[19]。然而在北半球冬季Hadley 环流最强时副热带高压最弱; 夏季 Hadley 环流最弱时副热带高压最强[20]。因此, 用传统论点解释副高的存在似乎不恰当。为比较两者关系, 图 2 还给出

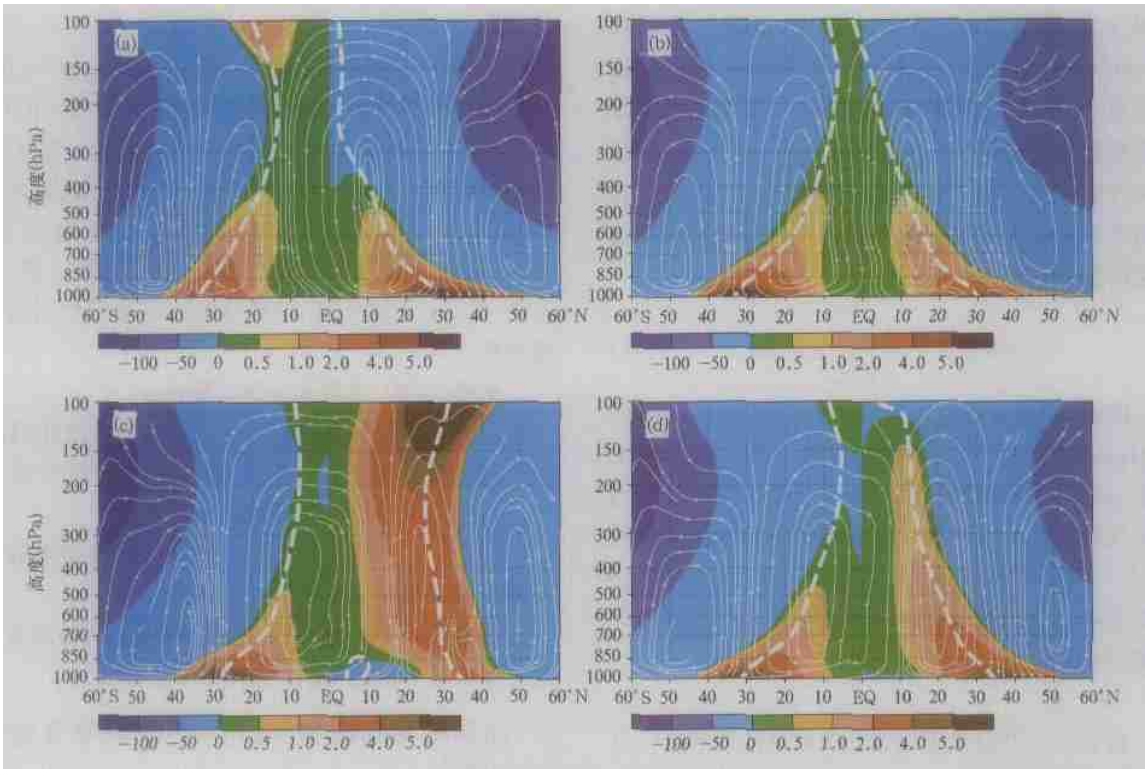

图 2 1980~ 1997 年月平均纬向平均位势高度对赤道的经向偏差(阴影)、纬向平均 $u = 0$ 线(粗虚线)以及纬向平均经向环流(带箭头线)的纬度-高度剖面(a. 1 月, b. 4 月, c. 7 月, d. 10 月; 单位: dgpm)

Fig. 2 Monthly mean distributions averaged from 1980 to 1997 of the meridional deviation of zonal-mean geopotential height from its equatorial value at the same level (shading, units: dgpm), the mean meridional circulations (arrowline with vectors), and the ridgeline of the subtropical anticyclone identified by the curve $u = 0$ (heavy dashed curve). (a) January, (b) April, (c) July and (d) October

了 18 a 平均的经圈环流的季节变化。除近地层外, Hadley 环流的下沉支并不与副高脊线重合, 下沉支存在于宽广的纬度范围内, 在自由大气中其中心通常位于副高的向极一侧。众所周知, 仅当地转平衡和静力平衡被非绝热加热和(或)热量和动能的涡旋输送破坏时, 才能强迫出平均的经圈环流[20~23]。而平均经圈环流的产生会反过来恢复新的地转平衡和静力平衡。热力学上, 由于 Hadley 环流的两个垂直分支产生的绝热冷却/加热补偿了大气的非绝热加热/冷却以及热量的涡动输送的辐合/辐散, 从而维持了热带大气的热量平衡。至于角动量守恒, 根据纬向平均的动量方程可得如图 1d 的示意图, 即 Hadley 环流上部向极支的正的惯性力矩 $(f\rho v)$ 与从热带向中纬度的角动量涡旋输送平衡; Hadley 环流低层向赤道支的负的惯性力矩则与对应于表面东风气流的正的表面摩擦力矩相平衡[23]。因为南北半球两个 Hadley 环流圈的低空支均对应着地面东风区域, 因此位于副热带的近地球表面的 Hadley 环流的下沉支与副高脊位置($u = 0$)相吻合。如第 2.1 节所述, 这种吻合是由于边界层内的摩擦效应所致。而一旦离开地面, 副高脊即偏离下沉支的位置。

图 2 表明, 南半球表面, 副高中心在 1 和 7 月分别位于 34 和 28°S。在所有季节中其强度略大于 50 gpm, 没有强烈的季节变化。垂直方向上, 副高脊整年都向赤道倾斜。在 400 hPa, 1 和 7 月分别位于 18 和 11°S, 在350 hPa以上的高层, 副高强度很弱。而在北半球可看到显著的季节变化。表面副高脊 1 月在 27°N 以南, 7 月位于 35°N。夏季副高脊面几乎垂直, 其他季节脊线向赤道倾斜, 导致在 350 hPa以上对流层的脊线呈现更为明显的季节变化, 1 月位于近赤道地区, 7 月位于 25°N 以北。其强度的季节变化更引人注目, 虽然在其他季节表面副高的强度都在 50 gpm 以上, 且随高度减少, 与南半球相同, 但北半球夏季副高有独特的垂直结构, 地球表面正的高度偏差范围显著缩小, 强度小于 30 gpm。在 22°N 以南的热带地区, 850 hPa 以下存在

负偏差, 这是由于夏季亚洲季风槽的存在引起的。从700 到300 hPa 副高强度不变。在300 hPa 以上, 强度随高度增加, 并且伴随着脊线向北倾斜。在100 hPa 其强度超过了 75 gpm。强度向上增加可用副高脊线向北倾斜解释, 与北半球夏季强大的南亚高压的发展联系在一起。这一特征也与青藏高原抬升的表面加热及亚洲季风潜热释放有关[24, 26, 28]。

从上面的讨论我们了解了副高形成动力学与 Hadley 环流动力学的差异。副高的形成与经向质量的堆积或辐合有关。这可以通过经向(v) 动量方程来理解。尽管副高脊的垂直倾斜由大气的热力结构来决定, 副高形成的最终强迫是地球的自转。另一方面, Hadley 环流是热力驱动的。它的维持机制包括角动量守恒的约束, 可以用纬向(u) 动量方程解释。只是由于表面纬向摩擦导致的大气角动量的产生和破坏被零纬向风分离, 副高脊才在表面与 Hadley 环流的下沉支一致(图 1d) 。

为了概述纬向平均副高的季节变化, 图 3 给出了 500 和 1000 hPa 位势高度相对于赤道的位势高度偏差场的月-纬度剖面分布。在 500 hPa (图 3a) , 北半球冬季副高脊线位于 15°N 以南, 5 月以后很快向北推进, 7, 8 月强度最强, 达 30 gpm (图 2) 。然后逐渐南退, 12 月位于 15°N, 2 月位置最南达 12°N。南半球副高也在夏季特别是在 2 月发展最强, 然而其强度仅略大于 10 gpm, 比北半球副高弱得多。其余月份, 副高在强度变化或南北位置的变化上都很弱。同时注意到 Hadley 环流的下沉支在夏季最弱, 冬季最强(阴影) , 正好与副高脊线的季节变化相反。因此, Hadley 环流的下沉支的季节变化与 500 hPa 脊线变化反位相, 至少不能用来解释自由大气中副高的形成。北半球 1000 hPa 上, 从 10 月到 3 月的冬半年位势高度偏差大于 60 gpm, 最大值超过 70 gpm, 出现在 11, 12 和 1 月(图 3b) 。反之夏半年(4 ~ 9 月) , 偏差值低于 60 gpm, 最小值 30 gpm 出现在

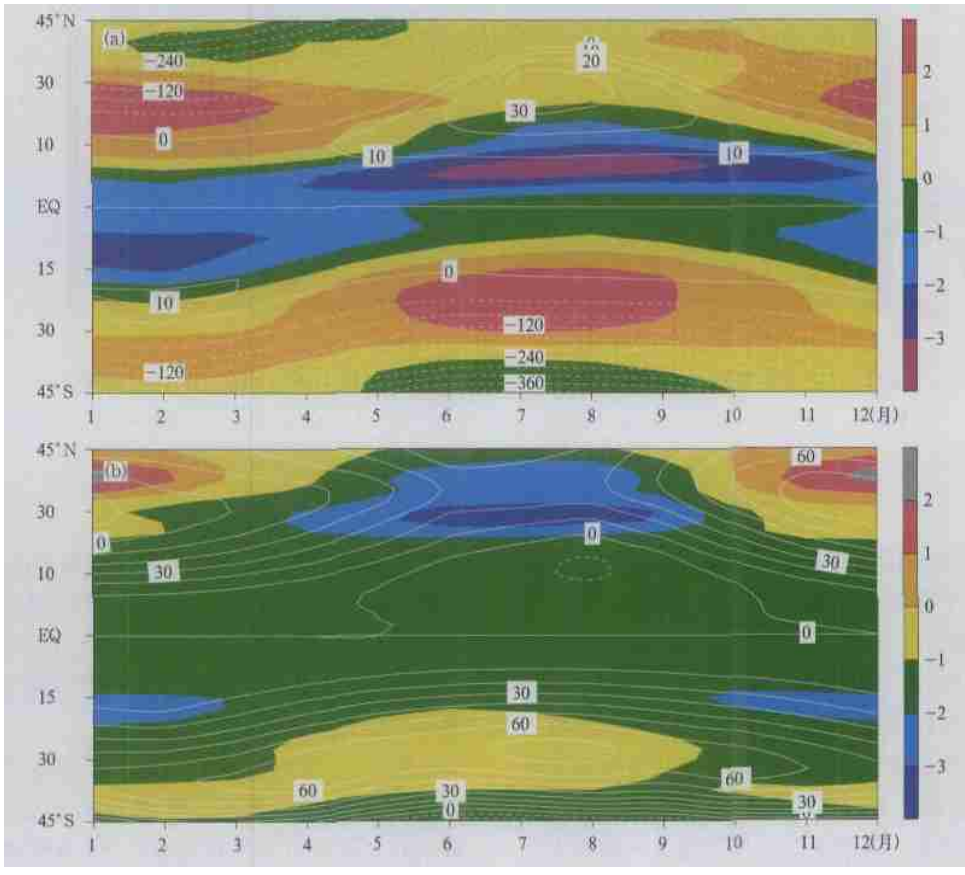

图 3　1980~ 1997 年平均的纬向平均“垂直运动” ω(阴影, 单位: 10^{-2}Pa/ s) 和位势高度对赤道的经向偏差(单位: gpm) 在 500 hPa (a) 和 1000 hPa (b) 上的年变化

Fig. 3　Annual evolutions averaged from 1980 to 1997 of the “vertical velocity” w (shading, unit is 10^{-2} Pa/ s) and of the meridional deviation of zonal mean geopotential height from its equatorial value (unit is gpm) (a) at 500 hPa and (b) at 1000 hPa

6, 7, 8 月份。副高位置 1 月最南为 30°N; 8 月最北是 38°N。南半球, 副高有着相同的季节演变。位势高度偏差最小值低于 60 gpm, 出现在 12 和 1 月; 7 和 8 月最强, 偏差值超过 70 gpm。与北半球相似, 南半球冬季(JJA) 脊线也接近赤道, 夏季(DJF) 时向极, 但季节变化较弱。与北半球相比, 副高强度在 3 ~ 10 月较强, 11 月到 2 月较弱。如果考虑强度变化, 两半球表面副高均是冬强夏弱, 与 Hadley 环流下沉支的季节变化(阴影) 一致。然而, 两者季节变化上的的这种同位相并不能说明可以用后者解释前者的存在。这是因为冬半球 Hadley 环流和 Ferrel 环流较强, 因而表层纬向风, 即热带的东风和中纬度的西风加强, 使经向质量通量的辐合增强, 因而形成了较强的表层副高。由于表面摩擦的作用, 从高压向外跨越等压线的辐散气流也加强了, 从而边界层 Hadley 环流的下沉支也会增强。这种同位相特征也表示, 当研究行星边界层中的副高时必须考虑摩擦的影响。

4 三维空间自由大气中的副高和垂直环流

上面已经说明在自由大气中 Hadley 环流的下沉支与副高完全偏离, 经典理论不能解释副高的形成。在三维空间上也是这种情况。图 4 给出了 7 月平均的 500 hPa 位势高度和垂直运动。由图可见副高主要控制两大洋西部及北美上空, 在青藏高原和东北太平洋上空断裂。下沉中心出现在两大洋东部, 上升运动位于西太平洋副高的西部和大西洋西部。副高与垂直运动之间没有一致的分布。

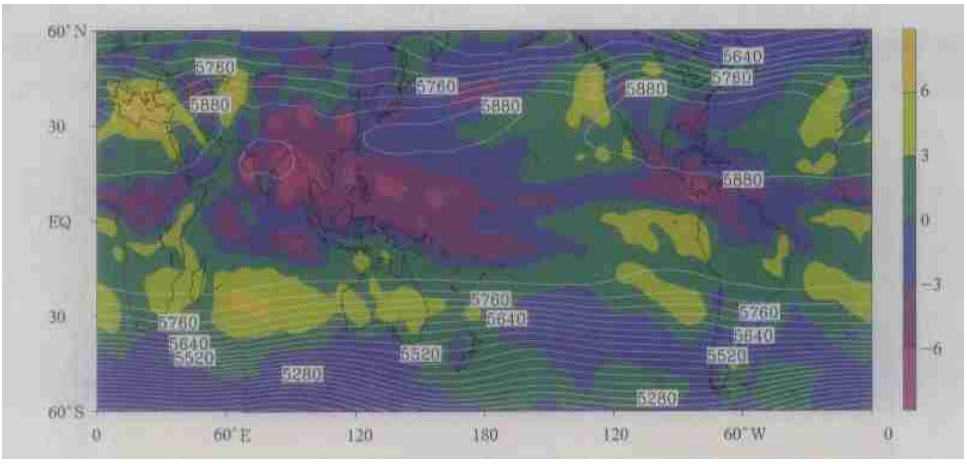

图 4 7 月多年平均 500 hPa 位势高度(等值线, 单位: gpm) 和 ω(阴影, 单位: 10^{-2}Pa/s) 分布

Fig. 4 Distributions of July mean geopotential height (lined, unit: gpdm, interval: 40) and ω (shaded, unit: 10^{-2}Pa/s, interval: 1) at 500 hPa calculated from the NCEP/NCAR reanalysis for 1980-1995

为进一步探讨垂直运动与副高的关系, 下面集中研究北太平洋夏季环流型。7 月平均的 313 K 等熵面上, 位势高度分布(实线) 表明等熵面在亚洲和北美出现下凹(图 5a), 这是陆面上强烈的表面感热和季风区潜热作用的结果。在北太平洋上, 等熵面的高度在热带地区低于 3500 gpm, 随纬度增加而升高, 在高纬度地区超过 5500 gpm, 等熵面呈现北高南低的倾斜分布。等熵面上风场呈现为一横跨太平洋的顺时针环状流, 该环状流与图中同时给出的 700 hPa 副热带高压(粗断线代表 3160 gpm) 的水平位置相当一致, 这是因为在 20~45°N 的北太平洋地区, 313 K 等熵面的高度接近 700 hPa 的高度。由于在绝热情况下, 气流沿着等熵面运动, 因此在环状流(或副高) 的西部, 气流是从低位势高度沿等熵面爬升至高位势高度, 为上升运动; 在环状流(或副高) 的东部, 气流则相反地从高位势高度沿等熵面下滑至低位势高度, 为下沉运动。

图 5a 中还给出了该等熵面上的垂直运动分布(阴影), 反映了非绝热的穿越等熵面的运动。可见最强的上升运动出现在青藏高原、洛矶山和菲律宾附近地区; 最强下沉则出现在北美近海岸。横跨太平洋副热带地区以 165°E 附近为界, 反气旋环流的西部为上升运动, 东部为下沉运动。东西部垂直环流的这种对比, 在分别沿 130°E 和 130°W 所作的南

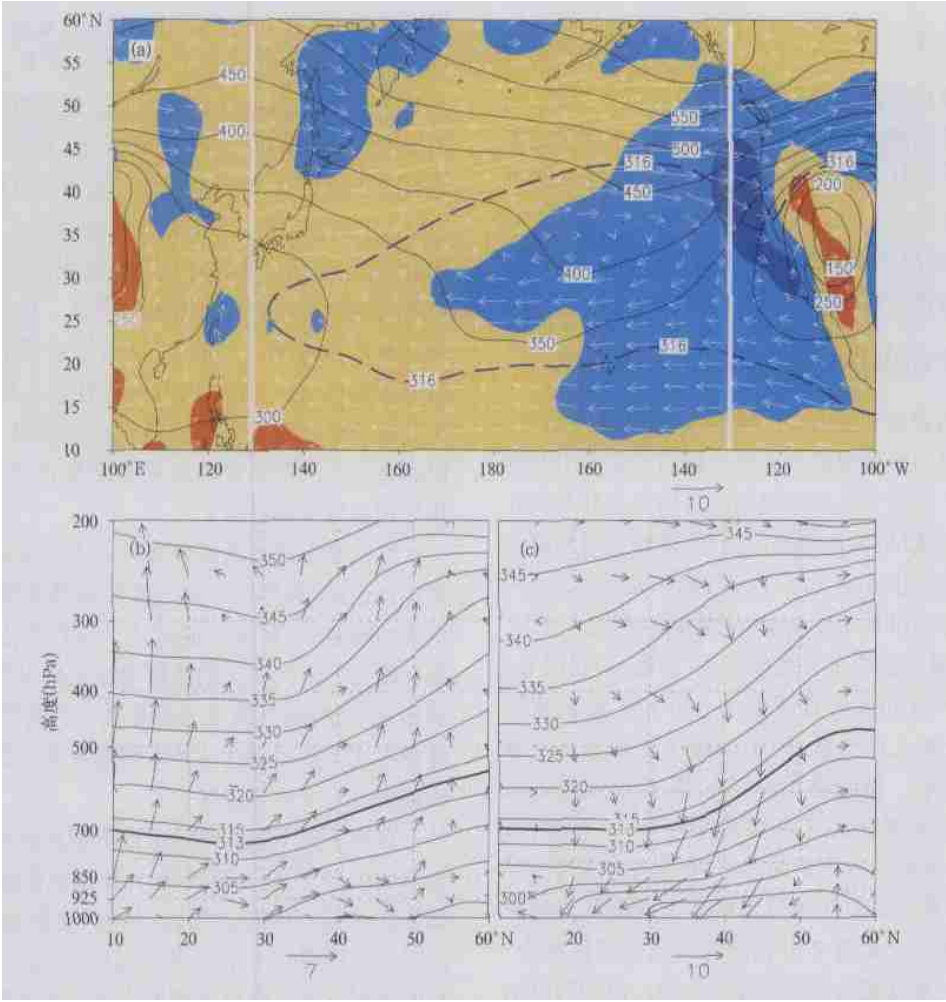

图 5　(a) 太平洋地区 7 月多年(1980~ 1997 年) 平均 313 K 等熵面上位势高度(实线, 单位: dgpm)、水平风场(风矢) 以及垂直运动(阴影, 间隔: 5×10^{-2} Pa/s) 分布(粗断线代表 700 hPa 副热带高压(316 dgpm) 的位置), (b) 沿 130°E 等位温线及垂直环流(箭矢, 单位: m/s) 的南北剖面图; (c) 同 (b), 但为沿 130°W (为了保证绝热运动与等熵面重合, 图 b 和 c 中的垂直速度扩大了 100 倍)

Fig. 5　(a) July-mean distributions of geopotential height (solid curve, units: dgpm), horizontal velocity (arrows), and vertical velocity (shading, interval: 5×10^{-2} Pa/s) at the 313 K isentropic surface. The heavy dashed curve represents the location of the subtropical anticyclone at 700 hPa over the northern Pacific that is bounded by the 316 contour (units: dgpm). Panels (b) and (c) show the cross-sections at 130°E and 130°W, respectively, of the isentropic surface and the meridional circulation (v, $-\omega$), in which the vertical component is multiplied by a factor of 100 so that an adiabatic parcel is moving approximately along an isentropic surface

北向垂直剖面(图 5b, c) 上看得更为清楚。为了使 313 K 等熵面附近绝热气块运动的风矢与等熵面平行, 图中的垂直速度放大了 100 倍。由图可见, 太平洋西部穿越等熵面的上升运动和太平洋东部穿越等熵面的下沉运动均非常清楚, 前者为季风型经向环流, 后者则为局地的 Hadely 型经向环流。这些特征说明, 对这一太平洋副高的形成, 其西部的非绝热加热和东部的非绝热冷却是至关重要的[24~27]。无论如何, 图 4 和 5 给出了至少在自由大气中下沉不是副高形成原因的证据。

事实上, 文献[6, 28] 曾指出, 下沉本身贡献于气旋式涡度, 而不是反气旋式涡度。这是因为下沉气块的涡度的变化取决于它的散度。即

$$\frac{\mathrm{d}\zeta}{\mathrm{d}t} \propto -(f+\zeta)\nabla\cdot\boldsymbol{V} \tag{12}$$

由连续方程有

$$\nabla \cdot \boldsymbol{V} = \frac{1}{\alpha}\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t} = -\frac{1}{p}\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t} + \frac{1}{T}\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} \quad (13)$$

因此下沉增压本身只导致辐合和正涡度的发展, 仅是下沉气块的绝热增温引起膨胀辐散和负涡度的发展。假设气块从 400 hPa 绝热下降至800 hPa, 其平均气温为 250 K, 则式(13) 右端两项之比为 10∶3。因此, 气块绝热下沉总的来说贡献于正涡度的发展, 不能用来解释负涡度和副高的发展。

5 三维空间边界层中的副高和垂直运动

通常当高压到来时, 天气变得干燥而且晴好。这是否与我们所发现的西太平洋副高主要是上升运动相矛盾? 因为大气中形成云所需的大部分水汽存在于对流层低层, 为回答这一问题, 需研究边界层中副高的特性。图 6 给出了 7 月气候平均的 925 hPa 垂直速度和 1000 hPa 位势高度场的配置。低于 850 hPa的垂直速度也有类似分布(图略)。很明显, 在海洋上 925 hPa 垂直速度和 500 hPa 垂直速度(图 4) 的分布大体一致: 两半球沿副热带地区有强烈的下沉运动。特别是在海洋东部, 在对流层各层上都可以看到强烈的下沉运动 (图 5c)。然而, 与 500 hPa 垂直运动分布不同的是, 在北半球夏季 925 hPa 上, 沿着西太平洋和西大西洋上的副高脊线处均为下沉运动。从图 7 中能更清楚地看到这种东、西太平洋上垂直速度的垂直分布差异。图中同时给出了 7 月平均的水平散度和垂直涡度的垂直廓线。东太平洋上(图 7b), 750 hPa 以上存在水平辐合, 以下为辐散, 下沉支配了整个对流层, 2.4×10^{-4} hPa/s的下沉最大值正处于边界层顶。在西太平洋(图 7a) 上, 950 到 400 hPa 是水平辐合, 辐散位于近地层和 400 hPa 以上, 这种垂直结构与 700 hPa 以上出现上升、以下为下沉在动力上是一致的。因此, 无论是闭合的单体还是纬向副高带上, 在行星边界层中沿副高脊均为明显的下沉。这与纬向平均情况基本相同(图 2, 3b), 可用行星边界层中摩擦的影响来解释: 在边界层顶沿副高脊进入该层内的下沉气流补偿了该层中越过等压线流向低压的气流。因此这一下沉并不对局地质量堆积作贡献, 不能当作为副高形成的机制。

水汽是形成云的必要条件。大气中的水汽多数集中在低层, 边界层中大气沿副高脊的辐散造成了水汽的辐散, 不利于云的形成。另外与边界层顶副高脊线处的下沉有关的绝热增温也减少了底层大气的相对湿度, 也不利于云的形成。因此沿边界层副高脊存在下沉运动这一特性可解释为什么当地面高压移来时天气通常晴好。

自由大气中东太平洋上的下沉是高层辐合低层辐散的结果, 而西太平洋的上升是由高层辐散低层辐合所造成(图 7)。那么, 辐合/辐散是怎样维持的? 因沿副高脊水平平流过程很弱, 脊线上时间平均的涡度方程主要是 β 项和水平散度项的平衡, 即

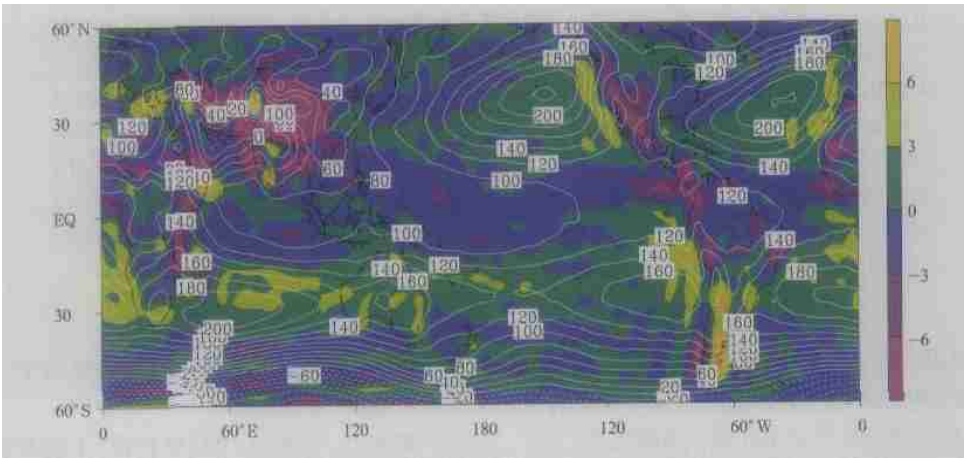

图 6 7 月多年平均 1000 hPa 位势高度(实线, 单位: dgpm) 和 925 hPa 上 ω (阴影, 单位: 10^{-2}Pa/s) 分布

Fig. 6 July-mean distributions averaged from 1980 to 1997 of the geopotential height at 1000 hPa (contours, units: dgpm) and "vertical velocity" ω at 925 hPa (shading, units: 10^{-4} hPa/s)

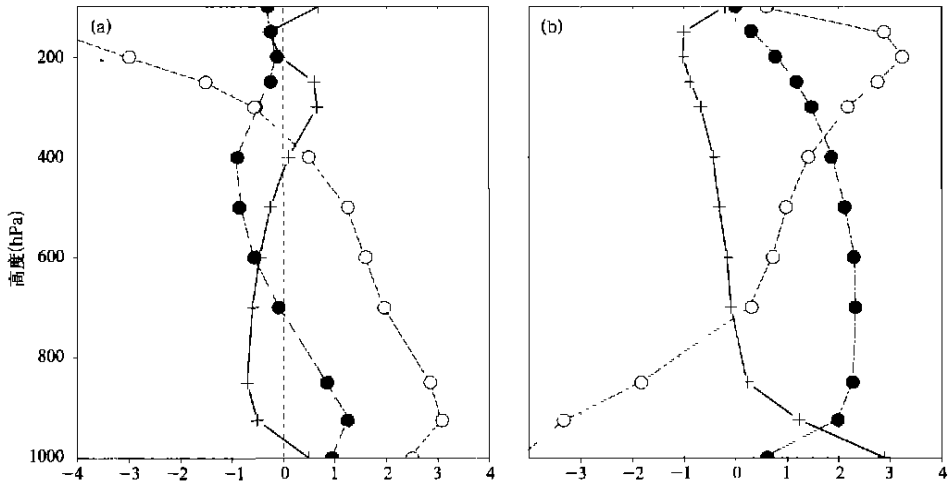

图 7　1980~ 1997 年 7 月平均的 30°N 纬度上沿西太平洋地区(120~ 140°E 平均, a) 和东太平洋地区(120~ 140°W 平均, b)ω(单位: 10^{-2}Pa/s, 实心点虚线)、水平散度(单位: $10^{-6}s^{-1}$, 叉线) 和南北风(m/s, 圈线) 的垂直廓线

Fig. 7　July mean vertical profiles at 30°N and averaged from 1980 to 1997 of the "vertical velocity" ω (dashed curve with solid dots, units: 10^{-2} Pa/s), divergence of horizontal wind (solid curve with "+" sign, units: $10^{-6}s^{-1}$) and meridional wind (dotted curve with circles, units: m/s) (a) over the western Pacific (averaged from 120 to 140°E) and (b) over the eastern Pacific (averaged from 120 to 140°W)

$$\beta v + (f + \zeta)\nabla_h \cdot \boldsymbol{V} \approx 0 \qquad (14)$$

Wu 和 Liu[32] 指出, 夏季沿副热带大陆及其比邻海域的主要加热自西向东呈现为长波辐射冷却(LO), 感热加热(SE), 深对流加热(CO) 和双主加热(D) 的四叶型加热, 其所激发的低空环流在大洋西部为南风, 东部为北风; 高空环流则与之相反。于是在夏季副热带地区在大洋西部有低空辐合, 高空辐散; 在大洋东部相反。这一平衡可用资料诊断来证实。在上述两个区域, 水平散度和经向风几乎在每一层上都反号。西太平洋上空(图 7 a), 两条曲线在 400 hPa 上相交且上下反号。说明 400 hPa 以下水平辐合引起的正涡度与向北的负的地转涡度平流相平衡; 400 hPa 以上则相反, 水平辐散引起的负涡度增长与向南的正的地转涡度平流相平衡。东太平洋地区两曲线相交的位置在 700 hPa 以下。与西太平洋不同的是, 水平辐合出现在对流层上层, 辐散在下层。这显示出 700 hPa 以上由于水平辐合产生的正涡度与向北的负的地转涡度平流相平衡; 700 hPa 以下水平辐散引起的负涡度增长与向南的正的地转涡度平流相平衡。这一事实再一次证明: 大气大尺度动力过程是以水平运动为特征的。次级环流只是为维持大气的地转运动和静力平衡所激发出来的[17]。研究副热带高压这种大尺度系统的形成机制也必须遵循这一原则。

7　结论和讨论

大气环流的基本性质及经向环流的三圈结构是由日地距离、地球的公转和自转等天文参数所决定的[21,29,30]。关于副高的形成, 长久以来被认为是 Hadley 环流下沉支强迫的结果。对于行星边界层内的副高, 这种观点看起来似乎是正确的, 因为边界层副高脊线的位置正好与下沉支的位置重合(图 6), 而且在冬季 Hadley 环流发展最盛时副高的强度最强(图 3b)。然而, 该下沉运动是补偿边界层内由副高脊穿越等压线向低压区的气流辐散所必需的, 而辐散气流则由摩擦效应引起。因此该下沉不引起质量堆积, 它是边界层内沿着副高脊线的摩擦效应所驱动的。自由大气中, 副高脊线位置与 Hadley 环流下沉支的位置偏离(图 2)。副高强度的季节变化与 Hadley 环流反位相(图 3a)。所以, 无论是在边界层内或是在自由大气中, 下沉运动都不能作为副高的形成机制。

本文第 2, 3 节的研究表明, 正是地球旋转对大气的惯性作用引起副热带地区经向质量通量的最大

辐合导致副热带高压的形成。热成风关系决定了副高脊线随高度向暖区倾斜。由于摩擦的作用, 行星边界层内副高位置与从对流层顶伸展到边界层顶的Hadley 环流下沉支重合, 副高脊线还将热带地区的东风与中纬度地区的西风分开。自由大气中副高脊线位于Hadley 环流下沉支的赤道一侧, 两者完全不重合。Hadley 环流的角动量收支可以通过纬向动量方程去理解; 而经向质量通量辐合需要用经向的动量方程来解释。

对三维情况下太平洋地区副高与垂直运动关系的研究得到了相同的结论。地面摩擦效应使边界层内副高脊线位置与边界层顶的对流层下沉运动的位置重合。与边界层下沉相伴随的是上层辐合和低层辐散。由于低层辐散抑制了低云的发展, 另外因为下沉绝热增温会引起相对湿度减小, 所以边界层副高脊附近多为干燥晴好的天气。在自由大气中由于等熵面的倾斜, 副高西部向极地的气流向上滑升; 副高东部向赤道的气流向下滑落。大气中的非绝热过程加强了垂直运动的这种分布, 因而说明了外部的非绝热强迫对副高形成的重要性: 太平洋副高西部存在对大气的加热和上升运动, 东部存在冷却和下沉运动。自由大气中副高东西侧垂直运动的分布特征是维持夏季大气的大尺度运动平衡所必须的。

参考文献

1 陶诗言, 徐淑英. 夏季江淮流域持久性旱涝现象的环流特征. 气象学报, 1962, 32(1): 1~ 18

2 陶诗言, 徐淑英, 郭其蕴. 夏季东亚热带和副热带地区经向和纬向流型的特征. 气象学报, 1962, 32(1): 91~ 102

3 陶诗言, 朱福康, 吴天祺. 夏季中国大陆及其邻近海面副热带高压活动的天气学研究. 见: 陶诗言著. 中国夏季副热带天气系统若干问题的研究. 北京: 科学出版社, 1963, 106~ 123

4 黄士松, 余志豪. 副热带高压结构及其同大气环流有关若干问题的研究. 气象学报, 1962, 31(4): 339~ 359

5 黄士松. 副热带高压东西向移动及其预报的研究. 气象学报, 1963, 33(3): 320~ 332

6 刘屹岷等. 副热带高压研究回顾及对几个基本问题的在认识. 气象学报, 2000, 58(4): 501~ 512

7 Beer Tom, Greenhut Gary K, Tandoh S E. Relations between the Z criterion for the subtropical high, Hadley cell parameters, and the rainfall in northern Ghana. Mon Wea Rev, 1977, 105(7): 849~ 855

8 Greenhut Gary K. New criterion for locating the subtropical high in West Africa. J Appl Meteor, 1977, 16(7): 727~ 734

9 Ueki Kusuo, Zinkawa Nobuhisa, Shiota Yasuo. Relationship between the characteristics of the two hemispheric circulations and the behavior of the subtropical high in Asia to the Pacific Ocean. J Meteor Res, 1978, 30(5/6): 125~ 132

10 Dyer T G J. Rainfall along the east coast of southern Africa, the Southern Oscillation, and the latitude of the subtropical high pressure belt. Roy Meteor Soc, 1979, 105(444): 445~ 451

11 Aoki Takashi, Kawahara Mikio, Yamada Shingo. Relationship in 500 mb geopotential height field between summer subtropical high in the Western North Pacific and winter Southern Hemisphere. J Meteor Res, 1986, 38(4): 203~ 208

12 Kurihara Koicha. Climatological study on the relationship between the Japanese summer weather and the subtropical high in the western North Pacific. Geophyl Mag, 1989, 43(2): 45~ 104

13 Kato Kuranoshin. Synoptic features on moisture field and shallow convection in the subtropical high area around Japan in early July of 1988. J Meteor Soc Jap, 1992, 70(3): 757~ 768

14 Kalnay E, co-authors. The NCEP/NCAR 40- year reanalysis project. Bull Amer Meteor Soc, 1996, 77: 437~ 471

15 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

16 Zhang X H, Shi G Y, Liu H, et al. IAP Global Ocean-Atmosphere-Land system model. Beijing, New York: Science Press, 2000. 252pp

17 Holton J R. An introduction to dynamic meteorology. New York: Academic Press, 1992. 117~ 140

18 刘平. 副高带、西太副高年际变化特征及其与海表温度异常的联系: [博士论文]. 北京: 中国科学院大气物理研究所, 1999. 166pp

19 Peixoto J P, Oort A H. Physics of climate. New York: American Institute of Physics Press, 1991. 520pp

20 Hoskins B J. On the existence and strength of the summer subtropical anticyclones. Bull Amer Meteor Soc, 1996, 77: 1287~ 1292

21 Eady E T. Long waves and cyclone waves. Tellus, 1949, 1: 33~ 52

22 吴国雄. 平均经圈环流在大气角动量和感热收支中的作用. 大气科学, 1988, 12(1): 11~ 24

23 Kuo H L. Forced and free meridional circulations in the atmosphere. J Meteor, 1956, 13: 561~ 568

24 吴国雄, 刘屹岷, 刘平. 空间非均匀加热对副热带高压形成和变异的影响 I: 尺度分析. 气象学报, 1999, 57(3): 257~ 163

25 刘屹岷等. 空间非均匀加热对副热带高压形成和变异的影响 II: 陆面感热与东太平洋副高. 气象学报, 1999, 57(4): 385~ 396

26 刘屹岷等. 空间非均匀加热对副热带高压形成和变异的影响 III: 凝结潜热加热与南亚高压及西太平洋副高. 气象学报, 1999, 57(5): 525

~ 538
27 Rodwell M R, Hoskins B J. Subtropical anticyclones and monsoons. J Climate, 2001, 14: 3192~ 3211
28 Liu Y M, Wu G X, Liu H, et al. Dynamical effects of condensation heating on the subtropical anticyclones in the Eastern Hemisphere. Clim Dyn, 2001, 17: 327~ 338
29 叶笃正, 朱抱真. 大气环流的若干基本问题. 北京: 科学出版社, 1958. 159pp
30 Lorenz E N. The nature and theory of the general circulation of the atmosphere. WMO Publication, 1967, 218(1): 61pp
31 吴国雄, 刘屹岷, 任荣彩等. 纬向平均副热带高压和 Hadley 环流的下沉支比较. 气象学报, 2002, 60(5): 635~ 636
32 Wu Guoxiong, Liu Yimin. Summertime quadruplet heating pattern in the subtropics and the associated atmospheric circulation. Geophys Res Lett, 2003, 30(5): 1201
33 吴国雄, 丑纪范, 刘屹岷等. 副热带高压形成和变异的动力学问题. 北京: 科学出版社, 2002. 314pp

RELATION BETWEEN SUBTROPICAL ANTICYCLONE AND VERTICAL MOTION IN STEADY STATE

Wu Guoxiong Liu Yimin Ren Rongcai Liu Ping

(State Key Lab of Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, IAP, CAS, Beijing 100029)

Abstract

The NCEP/NCAR monthly mean reanalysis averaged from 1980 to 1995 was employed to investigate the relation between subtropical anticyclone and vertical motion in steady state. Criteria for defining the location and intensity of the zonal mean subtropical anticyclone were given to study its characteristics and seasonal variations. Comparison in dynamics between the Hadley circulation and subtropical anticyclone was made. Results show that due to the earth rotation, the maximum convergence of meridional mass flux occurs in the subtropics, resulting in the formation of the zonal mean subtropical anticyclone. Under the constraint of thermal wind balance, the ridgeline of subtropical anticyclone usually tilts equator-ward with increasing height except in the boreal summer. In the planetary boundary layer, the subtropical anticyclone coincides with the sinking arm of the Hadley cell that extends vertically from the tropopause to the planetary boundary layer, and its annual cycle in intensity is in phase with that of the Hadley cell. The descent above the surface anticyclone is shown to be a result of the frictional dissipation in the planetary boundary layer, and does not contribute to the formation of the anticyclone. In the free atmosphere, the ridgeline of subtropical anticyclone deviates completely from the sinking arm of the Hadley cell with the former usually located to the equator-side of the latter, and its annual cycle in intensity is out of phase with that of the Hadley cell.

The relation between vertical motion and subtropical anticyclone in the three dimensional domain along the subtropics was also studied. In the planetary boundary layer, the tropospheric sinking coincides well with the ridgelines of subtropical anticyclone. Over the eastern ocean in the subtropics, the strong descent is in coordination with the strong surface equatorward flow. In the free atmosphere, the distribution of vertical motion differs from that of the subtropical anticyclone. While the distribution of vertical motion could be understood by that of diabatic heating/cooling and the sloping of isentropic surfaces, the displacement between the vertical motion and subtropical anticyclone indicates the requirement of external forcing for the formation of the subtropical anticyclones. It is concluded that in steady state the atmospheric descent either in the free atmosphere or in the planetary boundary layer cannot be considered as a cause for the formation of subtropical anticyclones.

Key words: Stationary, Subtropical anticyclone, Vertical motion.