

北半球平流层极涡崩溃过程的动力诊断分析

魏科^{①②*} 陈文^① 黄荣辉^①

(^① 中国科学院大气物理研究所季风系统研究中心, 北京 100080; ^② 中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘要 极地气候变化研究, 特别是极地在气候变化中作用的研究, 现在已经成为国际重要的研究领域, 是 2007~2008 年开展的“国际气候年”的核心研究问题. 针对以前研究中北半球平流层极涡崩溃时间的分歧, 首先确定了北半球平流层极涡在春季的崩溃时间, 并分析了在平流层极涡崩溃过程中的环流演变和波动活动特征. 分析表明北半球平流层极涡的平均崩溃时间为 4 月 10 日左右, 极涡崩溃时间的年际变化比较大, 最早和最晚的崩溃时间跨度达到两个月. 长期趋势表明 20 世纪 90 年代以来极涡持续时间增长. 对极涡崩溃异常早年和异常晚年的合成分析显示极涡崩溃过程在早晚年有不同的特征. 极涡崩溃早年, 平流层极涡在 3 月中旬只有一次快速的衰减过程, 这次过程主要与对流层上传的行星尺度波动异常有关; 而极涡崩溃异常晚年一般会有两次衰减过程, 第一次衰减为一次快速过程, 对应有异常的波动活动, 和平流层的爆发性增温有关. 第二次过程则是一次慢过程, 此次过程不伴随异常的波动活动, 主要是非绝热过程起作用. 进一步对极涡崩溃异常早晚年大气低层环流异常的研究表明, 极涡崩溃早晚年低层温度场和位势高度场的异常上有明显不同, 这表明平流层极涡的崩溃伴随有上下层的动力耦合过程.

关键词 平流层极涡 波流相互作用 非绝热加热 崩溃过程 平流层对流层相互作用

北半球平流层环流有明显的季节转化, 冬半年极区为强大的极涡所控制, 夏半年极区则为绕极反气旋环流, 这种冬夏间的季节转换是平流层大气环流的一个基本特征. 北半球中高纬度的气候特征、水循环、植物生长和生态系统的生产力等都受季节转换早晚的影响^[1,2]并且这种季节转化的时间和海冰、平流层臭氧、云量以及气温有密切的关系^[3-5]. 研究表明平流层大气环流从冬到夏的季节转换早于对流层^[6-10], 平流层在季节转换过程中的环流异常可能影响到随后对流层环流, 影响地面天气和气候事件以及东亚大气环流等^[11].

对于平流层极涡崩溃过程中的波流相互作用以及此过程中平流层和对流层的相互作用, 目前还有不少存在争议的问题. Waugh 等^[12,13]研究了极涡持续

时间的长期变化和年际变化. 他们的研究认为极涡崩溃早年轻极涡结构会持续较长时间, 而极涡崩溃晚年轻极涡衰减很快. 而 Black 等^[14]则认为极涡崩溃早年轻极涡崩溃速度比较快, 极涡崩溃晚年则是一个缓慢过程. Waugh 等^[13]进行合成分析时所选的异常早年则大多被 Labitzke 等^[15]归类为晚年. 因此具体的极涡崩溃时间和崩溃特征等还存在较大分歧, 需要进一步的分析.

传统研究认为平流层的动力、热力过程和化学成分受到对流层的强烈影响, 而最近研究也表明, 平流层存在着异常信号的向下传播, 这种下传在简单的动力学模式^[16]、全球大气环流模式^[17]和观测资料^[18,19]中都得到证实, 分析还表明大尺度环状模态北极涛动(AO, 或者也称作NAM)信号存在从平流层向

对流层, 甚至地面的传播 [20-22]。也有研究表明平流层位势涡度(PV)异常可以诱发对流层位势涡度的异常 [23,24], 从而对对流层天气气候系统产生重要的影响。以上的研究主要集中在北半球冬季, 春季平流层极涡崩溃过程与冬季的波流相互作用过程有所不同, 冬季平流层行星尺度波动过程非常明显, 极涡的异常事件都与行星波活动密不可分; 而极涡崩溃过程中平流层的非绝热过程也起到重要的作用, 研究在极涡崩溃过程中行星尺度波动和非绝热过程的相对重要性, 对于了解极涡崩溃的物理过程有着重要的作用。因此本文将首先讨论极涡崩溃时间的确定, 其次讨论极涡的崩溃过程。文章将重点讨论极涡崩溃早晚年大气环流以及波动活动的差别, 最后讨论极涡崩溃过程中平流层和对流层的相互作用问题。

1 资料和方法

研究使用的数据来自欧洲中期数值预报中心(ECMWF)逐日的再分析数据集(ERA-40) 风场、位势高度场和温度场等 [25]。本套数据起止时间为 1957 年 9 月至 2002 年 8 月, 数据水平分辨率为 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$, 垂直方向 23 层, 最高到 1 hPa(大约 50 km, 平流层高层)。

国际上关于平流层极涡的崩溃时间的确定, 目前主要有两种方法, 第一种是 Nash 等 [26] 提出应用位势涡来判断极涡崩溃的时间, 他们定义 450 K 等熵面上极涡边界为最大的位势梯度的位置, 并以极涡边界的平均风速减小到小于 $15.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 作为极涡崩溃的时间。Waugh 等 [12,13] 曾利用此定义分别研究了极涡持续时间的长期变化和年际变化。另外一种是利用平流层极夜急流核心区的纬向风速来判定, Black 等 [14] 和 Labitzke 等 [15] 分别应用逐日的美国国家环境预报中心(NCEP)再分析资料和 Freie Universtaet Berlin (FUB) 再分析的探空资料, 分析了长时间序列的平流层春季最后一次增暖和极涡崩溃的时间。由于第一种方法确定的极涡崩溃时, 极区还维持比较强的西风 ($15.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), 因此并不是极涡彻底崩溃转化为夏季环流的时间; 同时由于平流层纬向风的大小会影响向上传播的波动, 进而影响平流层和对流层的动力耦合过程。因此选择平流层中层极夜急流区的纬向风速作为判断极涡崩溃和建立的标准显得更为合理。本文以急流核心区东风最后一次取代西风并长期维持直到当年秋季作为极涡崩溃的标志, 反之以西风代

替东风并长期维持直到来年春季作为极涡建立的标志。与 Black 等 [14] 和 Labitzke 等 [15] 略有不同的是, 本研究选取的位置为 (10 hPa, 65°N), 这个位置处于平流层中层, 是急流核心区, 与 Black 等 [14] 选取的 (50 hPa , 70°N) 相比较, 这个位置更加接近气候平均的急流中心区域。

45 a 平均的极涡崩溃时间为 4 月 10 日, 45 年标准差为 16.91 d, 最早最晚的时间差达到 2 个月, 表明极涡崩溃时间有强烈的年际变化。与之相比较, 极涡建立的平均时间为 8 月 25 日, 标准差为 3.1 d, 因此与极涡崩溃相互比较, 极涡建立时间的年际变化小。本文得到的结果和 Black 等 [14] 的年际变化比较一致, 但是平均时间晚 6 d, 这一方面可能是因为所选的数据集不同, 另一方可能与所选的位置不同有关。

2 极涡崩溃过程

平流层极涡崩溃过程伴随着极区温度的增加, 南北位势高度差的翻转和极区东风的建立。图 1 是对 45 a 极涡崩溃过程进行的合成分析, 其中横坐标 0 点表示极涡崩溃当天, 正负坐标值分别表示极涡崩溃后和崩溃前的天数。图 1(a) 表示 65°N 的平均纬向风速, 阴影表示纬向风速的时间变率。在极涡崩溃前, 平流层极夜急流区为西风维持; 在前 40 d 的时候, 平流层高层维持强的西风, 风速大于 $30 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 此后风速逐渐减弱, 到前 20 d 左右的时候, 西风约为 $20 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 从崩溃前 10 d 到崩溃后 10 d, 风速迅速从 $>10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 降低到 $<-10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 随后东风维持, 极涡已经转化为夏季形态。阴影所表示的纬向风场的时间变率也清楚地揭示, 在 0 天前后有强的风速衰减, 最大的减速出现在 10 hPa, 减速率超过每天 $2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$; 同时此减速中心有从高层向低层传播的趋势, 这可能与春季平流层最后一次增暖过程中波动活动的减速作用有关。在整个风场的转向过程中平流层主要维持减速, 其中可见周期为 10 d 左右的振荡, 这可能是前期波动活动的作用。

极涡的崩溃过程在温度场和南北的位势高度差上也有反映。图 1(b) 表示极区平均的 (70°N ~ 90°N) 温度演变(曲线)和温度时间变率(阴影), 图 1(c) 表示极夜急流以北 (70°N) 和以南 (60°N) 的位势高度差及其此位势高度差的变化率(阴影), 极涡崩溃过程中温度逐渐增加, 较强的温度增加率出现在极涡崩溃之前, 在极涡崩溃以后, 有短期的温度降低过程, 此降温过程表

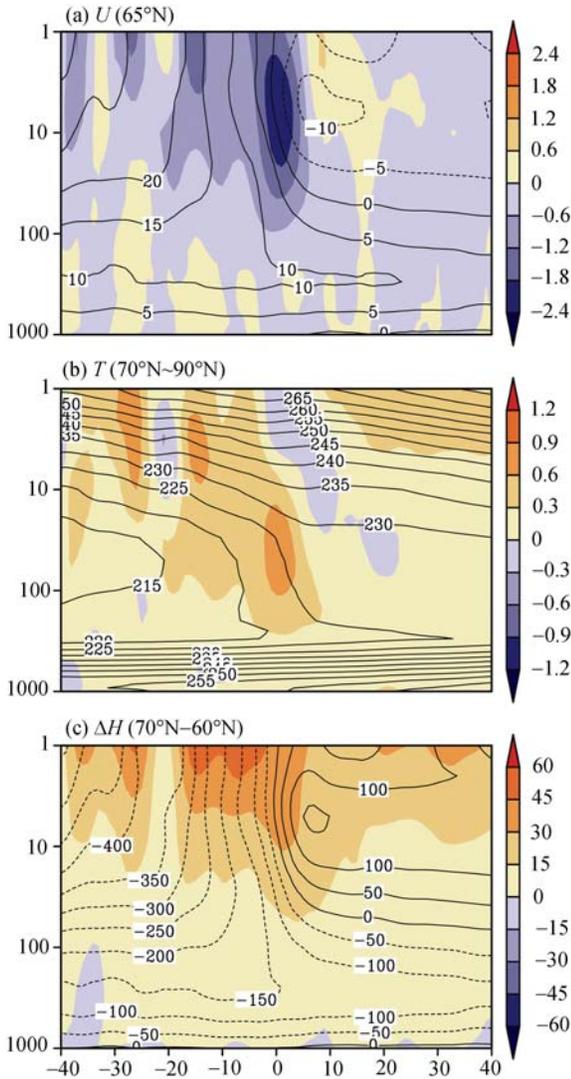


图 1 对 1958~2002 年逐日资料进行的北半球平流层极涡崩溃前后环流场的合成分析

曲线分别表示(a)北纬 65°N 纬向平均风场、(b)极区(70°N 至 90°N)平均温度和(c)极涡内外(70°N 减去 60°N)位势高度差, 图中阴影分别表示各自的时间变率, 横坐标 0 点表示极涡崩溃的当天, 横坐标正负分别表示极涡崩溃后和极涡崩溃前的天数, 垂直坐标为高度, 单位: hPa. 图中单位: (a) $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, (b) K, (c) gpm

现为从平流层高层向低下层的传播, 与之对应极区东风亦稍微减小, 这是极涡在崩溃之后向辐射平衡状态的短期恢复过程. 极涡崩溃过程中位势高度差也由此前的负值转化为正值, 强的增加率出现在极涡崩溃之前和附近. 图 1(a)中周期 10 d 左右的波动过程在图 1(b)和(c)中都有一定的反映.

为了表示在极涡崩溃过程中的波动活动特征, 计算了三维球面坐标中准地转近似下的 E-P 通量. 在三维球面坐标下, 平均流的演变遵循以下欧拉平均

方程:

$$\bar{u}_t - f \bar{v}^* - \bar{X} = (\rho_0 a \cos \phi)^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}. \quad (1)$$

采用和 Hu 等^[27]类似的方法, 对此式在中高纬度平流层纬度-高度截面上进行积分, 所选的范围为 50~5 hPa, 50°~90°N, 得到

$$\frac{\partial \langle M \rangle}{\partial t} - \langle \rho_0 a \cos \phi f \bar{v}^* \rangle = F_{\text{net}} + \langle \rho_0 a \cos \phi \bar{X} \rangle, \quad (2)$$

式中

$$\langle (\dots) \rangle = \int_{Z_1}^{Z_2} \int_{50}^{90} (\dots) a \cos \phi d\phi dz, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} F_{\text{net}} &= F_{5 \text{ hPa}} - F_{50 \text{ hPa}} + F_{90^\circ \text{N}} - F_{50^\circ \text{N}} \\ &= F_{5 \text{ hPa}} - F_{50 \text{ hPa}} - F_{50^\circ \text{N}}, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 F_{net} 为此平流层区域 E-P 通量的净通量值, $M = \rho_0 a \cos \phi (\bar{u} + \Omega a \cos \phi)$, 表示角动量, \bar{X} 表示摩擦等过程的作用力项. \bar{v}^* 为剩余环流的水平分量, f 表示地转参数, ϕ , a 和 ρ_0 分别表示纬度、地球半径和空气密度. 之所以要选择这个区域计算 E-P 通量的净通量, 是因为这个区域包含了极夜急流中心所在区域, 同时这个区域也是平流层上传波动活动的主要区域. 其中

$$F_{50 \text{ hPa}} = \int_{50^\circ \text{N}}^{90^\circ \text{N}} \rho_0 (50 \text{ hPa}) a^2 \cos \phi f \overline{v' \theta'} / \theta_{0z} d\phi, \quad (5)$$

$$F_{5 \text{ hPa}} = \int_{50^\circ \text{N}}^{90^\circ \text{N}} \rho_0 (5 \text{ hPa}) a^2 \cos \phi f \overline{v' \theta'} / \theta_{0z} d\phi, \quad (6)$$

$$F_{50^\circ \text{N}} = - \int_{Z_1}^{Z_2} \rho_0(z) a \cos \phi \overline{u' v'} dz \quad (7)$$

分别表示 E-P 通量通过 50 hPa(Z_1), 5 hPa(Z_2)和 50°N 的涡动通量. 式中 u' , v' , θ' 分别表示纬向风速、径向风速和位温的纬向偏差, θ_{0z} 表示位温的垂直梯度.

因此根据(2)式, 当波动作用使行星波发生辐合, 即 $F_{\text{net}} < 0$ 时, 将产生纬向基本气流的减速和角动量的减小, 反之, 行星波辐散使 $F_{\text{net}} > 0$, 将引起纬向基本气流的加速.

图 2 表示 45 a 合成的极涡崩溃过程中极地平流层的波动活动特征, 横坐标表示时间, 其中正负值分别表示崩溃后和崩溃前的天数, 图中表明极涡崩溃前波动活动保持较高的水平, 净通量值(图 2(a))在极涡崩溃时(0 天左右)有负的最大值, 表示有强的波动活动辐合, 根据公式(2), 这种强的波动活动辐合会对西风起到减速作用, 在此之后波动活动迅速减弱. 极涡崩溃前几天, 平流层高层(图 2(c))向上和中纬度的波动输送(图 2(d))都有所减弱, 最明显的变化是对

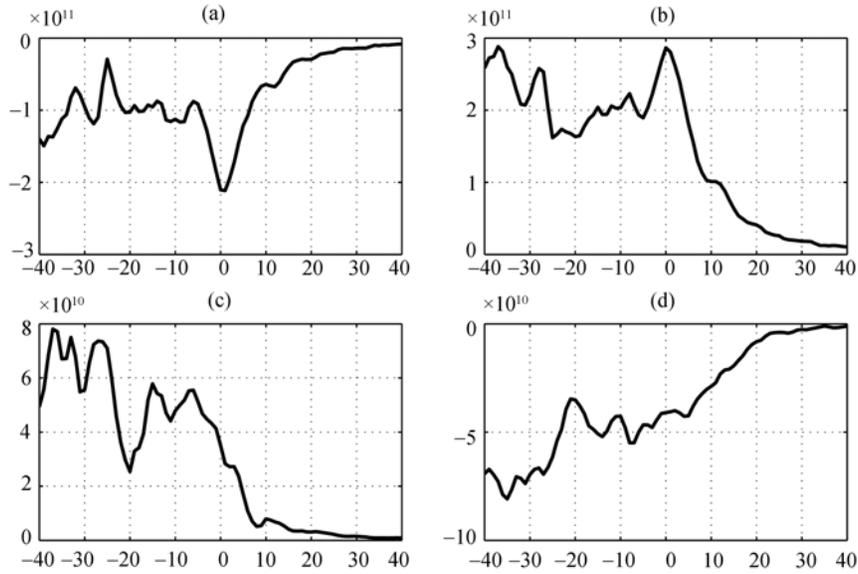


图 2 对 1958~2002 年逐日资料合成的北半球平流层极涡崩溃前后波动活动特征

(a) 平流层中高纬度净的 E-P 通量 F_{net} ; (b) 平流层中低层 50 hPa 向上的 E-P 通量 $F_{50\text{ hPa}}$; (c) 平流层高层 5 hPa 向上的 E-P 通量 $F_{5\text{ hPa}}$; (d) 50°N 向北的 E-P 通量 $F_{50^\circ\text{N}}$. 横坐标 0 点表示极涡崩溃的当天, 正负分别表示极涡崩溃后和极涡崩溃前. E-P 通量单位为 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$

流层高层和平流层低层向上的波动输送有了很大的增强(图 2(b)), 表明在极涡崩溃的时候, 从对流层高层和平流层低层向上的波动输送起到了比较重要的作用. 这种向上的输送是平流层西风急流减速的主要原因.

3 极涡崩溃早晚年的大气环流差别

图 3 表示 45 a 极涡崩溃日期的时间序列, 纵坐标表示平流层极涡崩溃的日期. 图中实线表示每年极涡崩溃的日期, 虚线表示 45 a 的线性趋势. 显然极涡崩溃日期存在很大的年际变化, 如前所述平流层极

涡的崩溃时间在 3~5 月之间变化, 跨度达到 2 个月. 极涡崩溃时间也有着长期的变化趋势, 崩溃时间逐渐推迟, 使得极涡持续时间增长, 特别是这种推迟趋势在 20 世纪 90 年代中后期更为明显, 这证实了以前的研究结果 [15,28], 极涡的持续时间变长可能与行星波活动的减弱、较少平流层爆发性增温事件的发生以及平流层臭氧减少等有关 [15,27,29]. 图 3 还表明在年际变化和长期线性趋势上叠加有年代际变化, 20 世纪 60 年代末、80 年代末以及 90 年代后期极涡的崩溃时间偏晚, 而 60 年代初期、70 年代中后期和 90 年代前期极涡的崩溃时间偏早.

为了比较极涡崩溃偏早和偏晚年大气环流的差别, 根据极涡的崩溃时间对大气环流和波动活动进行了合成分析, 以 45 a 极涡崩溃时间的一个标准差为阈值, 分别选出 10 个极涡崩溃早年和 10 个极涡崩溃晚年. 图 4 表示极涡崩溃早年合成的极涡崩溃前后 40 d 65°N 纬向平均风场(图 4(a))、极区温度场(图 4(b))和极涡内外位势高度差(图 4(c))的演变. 急流区的风场在极涡崩溃前后有很强的波动变化. 从 -20 d 左右有很强的减速, 这种强的减速在平流层高层更加显著, 从而使得平流层高层首先建立东风, 并且这种东风有从平流层高层向中下层传播的趋势, +5 d 左右平流层中高层出现东风最大值中心, 最强东风超过了 $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 此后平流层中高层有一定的西风加速, +8 d

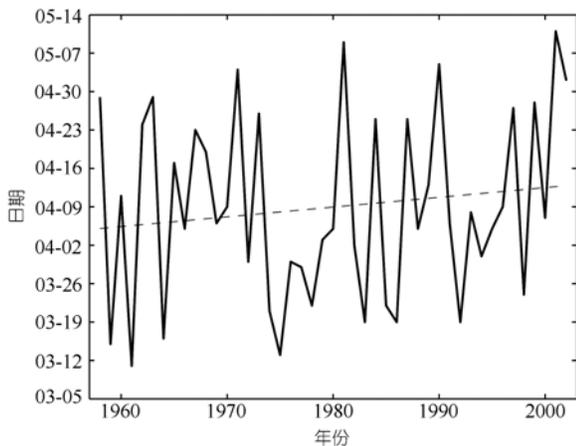


图 3 1958~2002 年极涡崩溃日期
实线表示崩溃日期, 虚线表示线性趋势

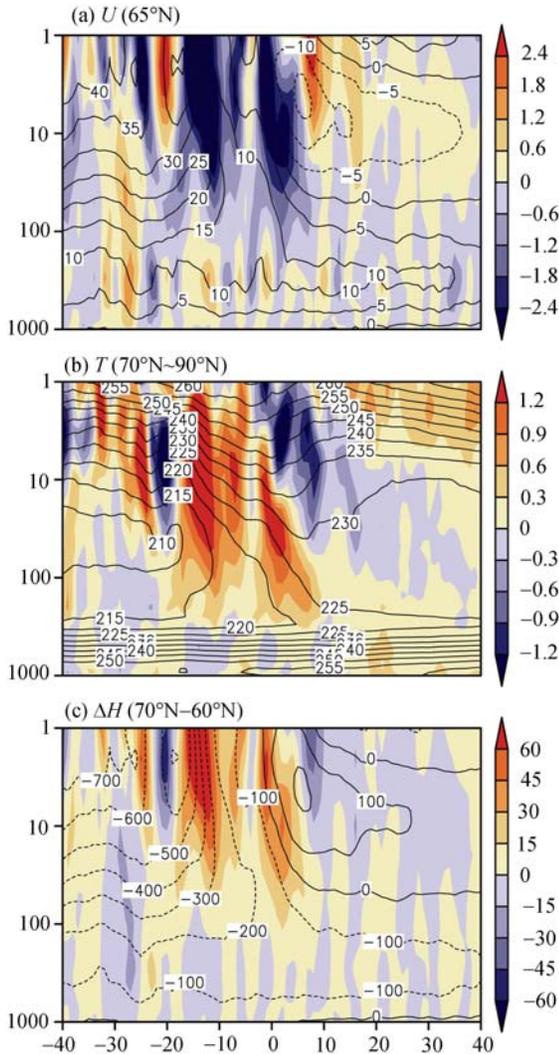


图4 极涡崩溃异常早年极涡崩溃前后环流场的合成分析
曲线表示(a)北纬65°N纬向平均风速,(b)极区(70°~90°N)平均温度和(c)极涡内外(70°N减去60°N)的位势高度差。图中阴影分别表示各自的时间变率,横坐标0点表示极涡崩溃的当天,横坐标正负分别表示极涡崩溃后和极涡崩溃前的天数,垂直坐标为高度,单位为hPa。单位:
(a) $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, (b) K, (c) gpm

开始平流层高层出现了弱的西风,但平流层中低层都维持东风环流。与风场在崩溃过程中的下传相一致,在温度场上也可以观察到温度正异常的下传和温度增加率的向下传播(见图4(b));同时南北的位势高度差在极涡崩溃过程中也有异常信号的下传(见图4(c))。与极涡崩溃后高层的西风恢复相一致,极区存在强的降温过程,由于极涡崩溃后极涡的东风限制了上传的波动,此时高层的西风建立应该来自于平流层上层的非绝热辐射降温作用。与气候平均态极涡的崩溃过程(图1)相比较,极涡崩溃早年崩溃前西

风急流更强,崩溃前和崩溃过程中的波动强度更强。极涡崩溃前极区温度相对于气候态更低(图4(b)),极涡内外位势高度差更强,并且极区的增温率也更强。

图5表示了极涡崩溃晚年合成的大气环流特征。极涡崩溃晚年平流层急流在极涡崩溃前偏弱,-40 d时候10 hPa的风速大约为 $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (早年为大约 $35 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$),急流的减速也比较均匀,0天左右并没有特别强的减速过程,极涡崩溃后没有很快建立强的东风中心,5 d左右时候东风为大约 $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (对应早年大约 $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$),并且在极涡崩溃后没有西风的加速和西风的恢复。极区平均温度(图5(b))和极区内位势高度差(图5(c))的演变都表明晚年极涡的崩溃过程演变比较平稳,没有强的增温过程。10 hPa位势高度差在-40 d时候为-250 gpm左右(早年为-600 gpm左右),

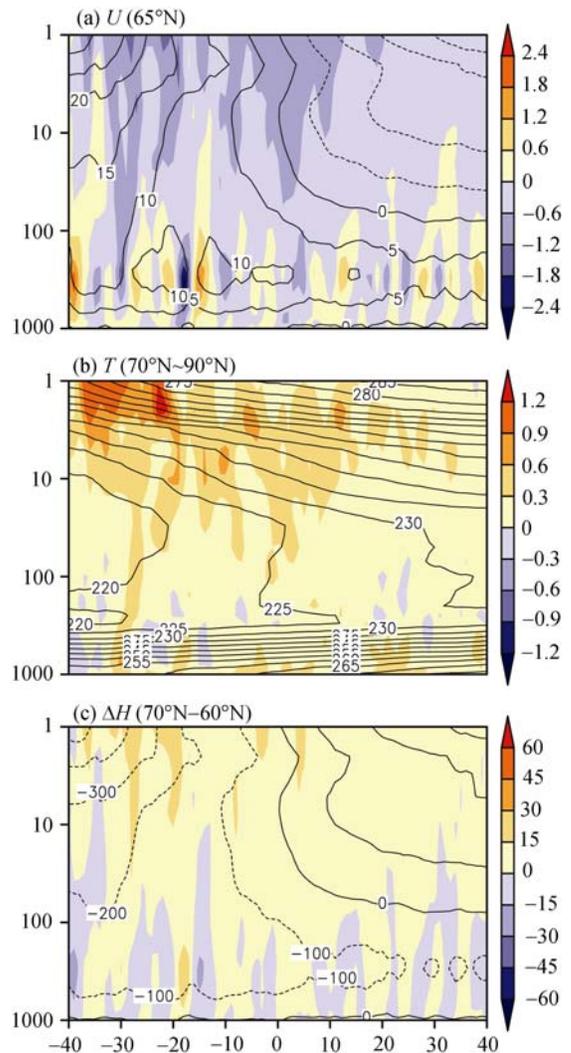


图5 极涡崩溃异常晚年的合成

崩溃后位势高度差增加缓慢, +10 d 左右才增加到 100 gpm 左右(早年+5 d 左右就在 7 hPa 左右形成 200 gpm 的强中心). 相对于早年, 晚年演变比较缓和, “崩溃”的特征不是很明显.

图 6 是合成的极涡崩溃早晚年的平流层波动活动特征, 图 6(a)表示根据公式(4)计算的平流层区域内的净涡动通量(计算范围 50~5 hPa, 50°~90°N). 极涡崩溃早晚年平流层波动活动特征差别很大, 偏晚年极涡崩溃前波动活动非常弱, 在极涡崩溃的前后波动活动也没有明显的变化, 这在平流层高层向上的涡动通量(图 6(b))、平流层低层向上的涡动通量(图 6(c))和平流层中纬向高纬的输送(图 6(d))上都有表现. 而在极涡崩溃早年平流层波动活动非常活跃, 从-20 d 起平流层净涡动通量开始增加, 净通量在 0 d 左右有负的最大值, 表明有最强的波动活动作用于西风急流, 由于净通量辐合, 产生强的减速, 这和图 4 中的强的东风加速和温度增加相一致, 随后净涡动通量逐渐减弱, 到+20 d 已经只有微弱的涡动净通量. 比较净通量的各项可以看出, 0 天左右的最大值主要来自于平流层低层向上的涡动通量(图 6(b)), 平流层低层在极涡崩溃前一直有比较强的向上通量, 在 0 天时候达到最大, 此后迅速减弱. 而平流层高层的涡动通量主要在极涡崩溃前维持较强的活动, 从-5 d 开

始迅速减弱. 中纬度和高纬度之间的涡动通量也在极涡崩溃前维持较强的水平, 在极涡崩溃之前达到最大值, 此后逐渐减弱.

由于平流层极涡的崩溃过程主要是辐射加热和波动过程的共同作用, 在极涡崩溃晚年, 波动活动非常弱, 因此主要的极涡位相转化因子应该来自于辐射的加热作用, 非绝热加热引起南北的温度梯度和位势高度差逐渐发生变化, 从而使得纬向东风在极区建立. 而极涡崩溃早年, 由于强的波动在平流层辐合, 产生对于平流层西风的减速作用, 特别是从平流层低层向上传播的波动作用, 使极涡快速崩溃, 在此之后没有强的恢复, 并长期维持夏季东风环流和暖的极区.

图 7 是对极涡崩溃早晚年合成的 10 hPa, 65°N 的纬向平均风速和 10 hPa 的极区温度. 在极涡崩溃的晚年, 平均存在两次西风减弱过程, 第一次发生在一月中下旬, 这次过程是一次快速的过程, 风速由 40 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 左右快速降低到 15 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 左右; 而第二次是个缓变过程, 风速从 4 月初大约 15 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 逐渐减小, 到 5 月初转化为东风. 在两次减弱之间长期维持大约 15 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的西风. 而极涡崩溃早年则只有一次风速减弱过程, 这次过程是一个快速的过程, 在 3 月以前平流层一直维持约 35 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 的风速, 从 2 月底风速快速减

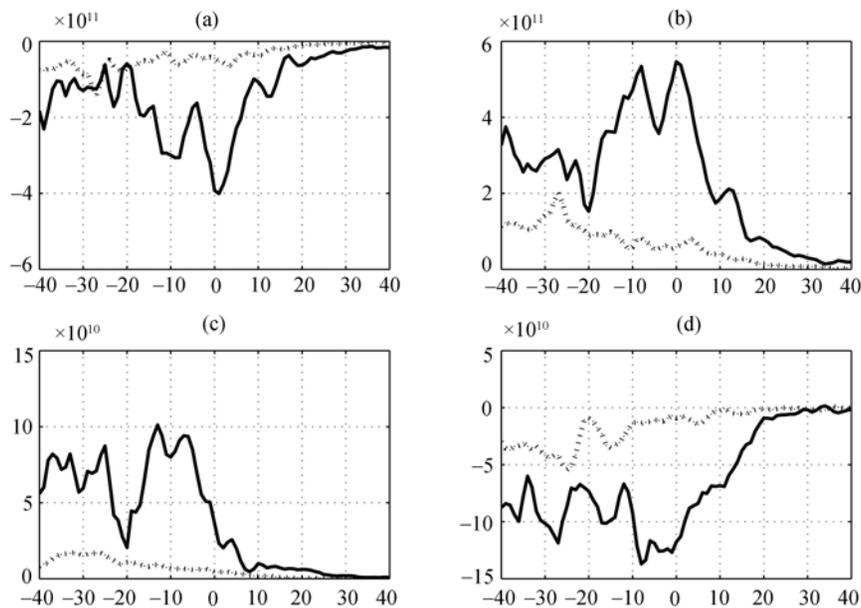


图 6 极涡崩溃异常早年(实线)和异常晚年(虚线)北半球平流层极涡崩溃前后波动活动特征

(a) 平流层中高纬度的净 E-P 通量 F_{net} ; (b) 平流层中低层 50 hPa 向上的涡动通量 $F_{50 \text{ hPa}}$; (c) 平流层高层 5 hPa 向上的涡动通量 $F_{5 \text{ hPa}}$; (d) 50°N 向北的涡动通量 $F_{50^\circ\text{N}}$. 横坐标 0 点表示极涡崩溃的当天, 横坐标正负分别表示极涡崩溃后和极涡崩溃前. E-P 通量单位为 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-2}$

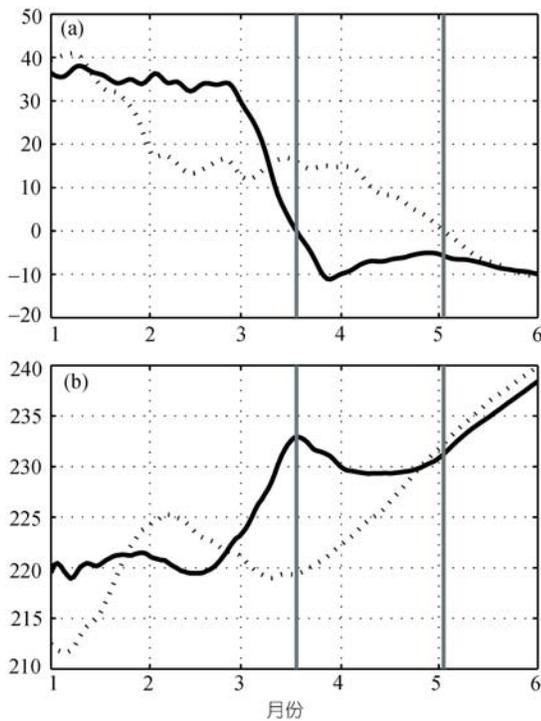


图 7 北半球平流层极涡崩溃异常早年(实线)和异常晚年(虚线)极涡的时间演变特征

(a) 急流核心区(10 hPa, 65°N)的纬向平均风场; (b) 10 hPa 极区(70°~90°N)平均温度. 图中横坐标表示时间, 从 1 月 1 日到 5 月 31 日, 风场单位为 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, 温度场单位为 K. 两条灰色竖线分别表示极涡崩溃异常早年和异常晚年的平均崩溃日期

弱, 在 3 月 18 日左右转变为东风, 3 月下旬平流层东风达到最大, 此后有一段缓慢的东风减弱过程, 从 4 月底东风又逐渐增强.

与极涡崩溃过程中的风速变化相对应, 极区的温度变化也有同样的特征, 在极涡崩溃晚年, 极区的温度演化也存在两次强的增温过程, 第一次为 1 月的快速过程, 这次过程极区平均温度从一月初的约 212 K 快速增加到 2 月初的约 225 K, 此后极区温度逐渐降低, 3 月初降到 219 K 左右; 第二次是从 3 月初开始的缓慢的增温过程, 到 5 月初的时候增温到 233 K 左右. 而极涡崩溃早年只有一次强的增温过程, 在增温前, 极区温度一直保持 220 K 左右, 从 2 月下旬到 3 月中, 温度快速增加到 233 K 左右, 此后有温度的小幅度降温, 但一直维持较高的水平.

由于极涡崩溃晚年有两次风速减弱和两次温度增加的过程, 因此根据 Nash 等^[26]的标准, 以 450 K 等熵面上极涡边缘位涡梯度最大位置的平均风速降低小于 $15.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 作为极涡崩溃的时间, Waugh 等^[13]将

部分的极涡崩溃晚年的第一次极涡快速减弱看作了极涡的崩溃时间, 并将这些年作为极涡崩溃早年, 得到了极涡崩溃早年极涡剩余结构维持较长时间的结论.

图 8 是合成的极涡崩溃早晚年平流层波动活动的演变特征. 极涡崩溃晚年净的涡动通量(图 8(a))在 1 月底有最大值, 此次强的波动过程在净涡动通量的各个分量上都有反映(图 8(b)~(d)), 涡动通量的最大值对应极涡的第一次西风减弱和温度增强, 而第二次西风减弱在波动净通量上并没有反映, 这就表明第一次极涡减弱是波动增强的作用, 而第二次则是辐射平衡的结果. 极涡崩溃早年, 波动的活动主要只有一次增强过程, 这次增强过程与极涡崩溃相一致. 将平流层低层和平流层高层涡动通量相互比较, 在极涡崩溃早年, 崩溃过程前平流层低层有向上的涡动通量的忽然增加, 而高层的涡动通量则在崩溃前一直保持比较稳定, 极涡崩溃过程中高层通量迅速减小, 因此向上涡动通量的变化是净通量最大值的最重要原因.

4 极涡崩溃过程中平流层和对流层的相互作用

Perlwitz 等^[30]以及 Graf 等^[31]研究表明极涡的强度对于对流层天气气候和遥相关型有重要的作用, Song 等^[32]研究认为平流层极涡的西风急流强度会影响上传的行星波动活动特征. Black 等^[14]研究也表明在极涡崩溃前 20 d 左右有北极涛动(AO)正位相大值, 表明极涡的崩溃伴随着对流层和平流层的相互作用. 本文分析了平流层极涡崩溃偏早和偏晚年相应的对流层大气环流的变化. 图 9 表示平流层极涡崩溃异常早年 and 异常晚年低层大气的差异. 在 2 月 1000 hPa 位势高度差值图中(图 9(a)), 异常早晚年最大差别位于北大西洋和欧洲, 北大西洋晚年相对于早年有位势高度正异常, 而在欧洲北部则为负异常最大值. 温度场(图 9(b))上亚欧大陆中高纬度极涡崩溃偏晚年 2 月温度异常偏高, 另外在两大洋中纬度中部也有异常正温度的区域. 这表明 2 月极涡崩溃早晚年平流层极涡强度差异所引起的低层环流异常主要集中在大西洋欧洲部分, 主要和亚苏尔高压以及冰岛低压的位置移动有关. Perlwitz 等^[30]以及 Graf 等^[31]研究表明, 极涡的强弱会影响到北大西洋地区的遥相关型, 影响 NAO 的分布. 本文进一步指出, 2 月份由于极区极

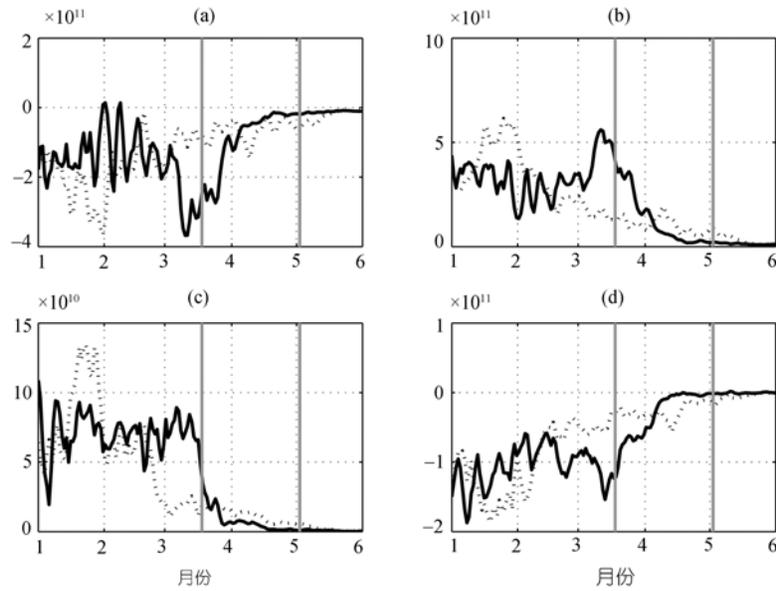


图 8 极涡崩溃异常早年(实线)和异常晚年(虚线)北半球平流层波动活动的时间演变

(a) 平流层中高纬度净的 E-P 通量 F_{net} ; (b) 平流层中低层 50 hPa 向上的涡动通量 $F_{50 \text{ hPa}}$; (c) 平流层高层 5 hPa 向上的涡动通量 $F_{5 \text{ hPa}}$; (d) 50°N 向北的涡动通量 $F_{50^\circ N}$. 图中横坐标表示时间, 从 1 月 1 日到 5 月 31 日. E-P 通量单位为 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-2}$. 两条灰色竖线分别表示极涡崩溃异常早年和异常晚年的平均崩溃日期

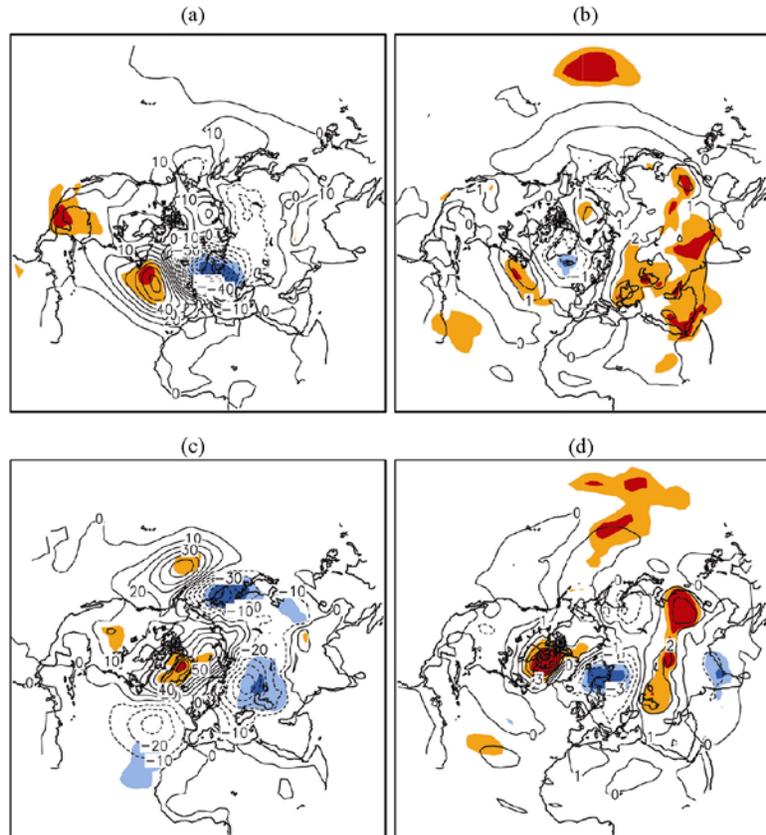


图 9 北半球平流层极涡崩溃异常晚年和异常早年低层大气环流场的差值(异常晚年减去异常早年)

(a) 2 月 1000 hPa 位势高度; (b) 2 月 850 hPa 温度; (c) 3 月 1000 hPa 位势高度; (d) 2 月 850 hPa 温度. 图中深浅阴影分别表示通过 99% 和 95% 信度检验. 位势高度场单位为 gpm, 温度场单位为 K

涡强度的不同,极涡崩溃晚年北大西洋区域亚苏尔高压增强向西移动,而冰岛低压增强并向东移动,这和以上两个研究是相互一致的。

图 9(c)表示 3 月 1000 hPa 位势高度场晚年和早年的差值,在北大西洋高纬和极区、北美大陆和东太平洋有正位势高度异常,而北大西洋中纬度以及亚欧大陆大部分地区为负位势高度异常,所对应的 850 hPa 温度场在北美东北和亚洲大陆中纬有温度正异常,负温度异常主要出现在北欧和印度次大陆。3 月份极涡崩溃偏晚年平流层中层维持较强的风速(大约 $15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$),而偏早年极涡迅速崩溃,3 月份上中旬风速由大约 $30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 迅速降低到负值,因此早晚年相比较,早年在此过程中有强波动可以上传,而偏晚年则波动上传受到反射。晚年和早年相比,极地波导减弱,因而对流层主要表现为高纬位势高度偏高,而中纬大部分地区位势高度偏低的分布,这种分布是平流层极涡强弱影响平流层对流层相互作用的表现。

5 结论和讨论

本文以春季平流层极夜急流核区的最后一次西风转化为东风时间作为平流层极涡崩溃的时间,在此基础上分析了极涡崩溃前后的大气环流状况和波动活动特征。结果表明,平流层极涡的平均崩溃时间为 4 月 10 日,极涡崩溃的时间存在较强的年际变化和年代际变化,最早和最晚崩溃的时间跨度可以达到两个月。上世纪末直到现在极涡持续时间增长,崩溃时间越来越晚,这可能与全球温室气体增加、行星波活动的减弱、平流层爆发性增温事件的减少以及平流层臭氧损耗等有关^[15,27,33]。

对 10 个极涡崩溃偏早年和 10 个极涡崩溃偏晚年的合成分析表明,偏早年极涡的崩溃时间平均为 3 月 18 日,偏晚年的平均崩溃时间为 5 月 3 日。极涡崩溃偏晚年有两次明显的极涡减弱过程,第一次过程发生在 1 月底 2 月初,第二次发生在 4 月。第一次极涡减弱过程中有强烈的波动活动,而第二次减弱则没有强的波动过程,表现为极区的逐渐增暖,因此此次过程对应的极涡崩溃主要是非绝热的加热作用。而极涡崩溃偏早年则只有一次明显的极涡减弱过程,这次减弱过程中有强的波动活动,极涡崩溃偏早主要是波动活动的结果。这些结果也澄清了以往的争议, Waugh 等^[12,13]根据 Nash 等^[26]的标准将极涡崩溃偏晚年极涡的第一次快速减弱确定为极涡的崩溃,从而将这些年确定为极涡崩溃偏早年,并得到极涡结构在崩溃后维持较长时间的结论。事实上 1 月中旬

到 2 月上旬的这次过程与波动引起的环流变化以及爆发性增温有关,并非极涡的最后崩溃,很显然此时的平流层极区还维持冬季环流的西风环流。

平流层极涡的变化还与大气低层的大气环流变化耦合在一起,本文分析了极涡崩溃早晚年低层大气环流的差异,偏晚年最大差异在 2 月和 3 月,2 月极涡崩溃早晚年平流层极涡的强度差异引起的低层环流异常主要集中在大西洋欧洲部分,主要和亚苏尔高压以及冰岛低压的位置移动有关。3 月份晚年和早年相比,大气低层表现为高纬位势高度偏高,而中纬大部分地区位势高度偏低的分布,这种分布反映了平流层环流对于对流层低层环流的影响。这种影响过程和上传的行星尺度波动活动密不可分。

参 考 文 献

- 1 Cayan D R, Kammerdiener S A, Dettinger M D, et al. Changes in the Onset of Spring in the Western United States. *Bull Am Meteorol Soc*, 2001, 82(3): 399—415^[DOI]
- 2 D'Odorico P, Yoo J C, Jaeger S. Changing Seasons: An Effect of the North Atlantic Oscillation? *J Clim*, 2002, 15(4): 435—445^[DOI]
- 3 Belchansky G I, Douglas D C, Platonov N G. Duration of the Arctic Sea Ice Melt Season: Regional and Interannual Variability, 1979~2001. *J Clim*, 2004, 17(1): 67—80
- 4 Wang X, Key J R. Recent Trends in Arctic Surface, Cloud, and Radiation Properties from Space. *Science*, 2003, 299(5613): 1725—1728^[DOI]
- 5 Lamarque J F, Hess P G. Arctic Oscillation modulation of the Northern Hemisphere spring tropospheric ozone. *Geophys Res Lett*, 2004, 31(6): L06127^[DOI]
- 6 陶诗言. 平流层大气环流及太阳活动对大气环流的影响的研究. 北京: 科学出版社, 1964. 27—45
- 7 叶笃正, 陶诗言, 李麦村. 在 6 月和 10 月大气环流的突变现象. *气象学报*, 1958, 29(3): 249—263
- 8 葛玲, 郭树军. 北半球 30hPa 环流春季转变过程的诊断研究. *应用气象学报*, 1992, 3(3): 306—313
- 9 李巧萍, 王益兴, 李丽平. 半球月平均位势高度场的若干环流指数及其变化特征. *南京气象学院学报*, 2003, 26(3): 341—348
- 10 瞿章, 郑光, 吕世华. 北半球平流层月平均环流的若干基本事实. *高原气象*, 1988, 7(2): 166—176
- 11 艾悦秀. 北半球 50 hPa 平均环流场的气候特征及其与我国夏季降水关系的初步分析. *高原气象*, 2000, 19(1): 66—74
- 12 Waugh D W, Randel W J, Pawson S, et al. Persistence of the lower stratospheric polar vortices. *J Geophys Res*, 1999, 104(D22): 27191—27202^[DOI]
- 13 Waugh D W, Rong P P. Interannual variability in the decay of lower stratospheric Arctic vortices. *J Meteorol Soc Jpn*, 2002, 80(4B): 997—1012^[DOI]
- 14 Black R X, McDaniel B A, Robinson W A. Stratosphere-troposphere coupling during spring onset. *J Clim*, 2006, 19(19): 4891—4901^[DOI]
- 15 Labitzke K, Naujokat B. The lower Arctic stratosphere in winter since 1952. *SPARC Newsletter*, 2000, 15: 11—14

- 16 Holton J R, Mass C. Stratospheric Vacillation Cycles. *J Atmos Sci*, 1976, 33(11): 2218—2225
- 17 Christiansen B. Stratospheric vacillations in a general circulation model. *J Atmos Sci*, 1999, 56(12): 1858—1872[DOI]
- 18 Kodera K, Yamazaki K, Chiba M, et al. Downward propagation of upper stratospheric mean zonal wind perturbation to the troposphere. *Geophys Res Lett*, 1990, 17(9): 1263—1266
- 19 Christiansen B. Downward propagation of zonal mean zonal wind anomalies from the stratosphere to the troposphere: model and reanalysis. *J Geophys Res*, 2001, 106(D21): 27307—27322[DOI]
- 20 Baldwin M P, Dunkerton T J. Propagation of the Arctic Oscillation from the stratosphere to the troposphere. *J Geophys Res*, 1999, 104(D24): 30937—30946[DOI]
- 21 Baldwin M P, Dunkerton T J. Stratospheric Harbingers of Anomalous Weather Regimes. *Science*, 2001, 294(5542): 581—584[DOI]
- 22 Baldwin M P, Stephenson D B, Thompson D W J, et al. Stratospheric Memory and Skill of Extended-Range Weather Forecasts. *Science*, 2003, 301(5633): 636—640[DOI]
- 23 Hartley D E, Villarin J T, Black R X, et al. A new perspective on the dynamical link between the stratosphere and troposphere. *Nature*, 1998, 391(6666): 471—474[DOI]
- 24 Black R X. Stratospheric forcing of surface climate in the Arctic oscillation. *J Clim*, 2002, 15(3): 268—277[DOI]
- 25 Uppala S M, Kallberg P W, Simmons A J, et al. The ERA-40 reanalysis. *Q J R Meteorol Soc*, 2005, 131(612): 2961—3012[DOI]
- 26 Nash E R, Newman P A, Rosenfield J E, et al. An objective determination of the polar vortex using Ertel's potential vorticity. *J Geophys Res*, 1996, 101(D5): 9471—9478[DOI]
- 27 Hu Y, Tung K. Possible ozone-induced long-term changes in planetary wave activity in late winter. *J Clim*, 2003, 16(18): 3027—3038[DOI]
- 28 Zhou S, Gelman M E, Miller A J, et al. An Inter-hemisphere Comparison of the Persistent Stratospheric Polar Vortex. *Geophys Res Lett*, 2000, 27(8): 1123—1126[DOI]
- 29 Rex M, Salawitch R J, von Der Gathen P, et al. Arctic ozone loss and climate change. *Geophys Res Lett*, 2004, 31(4): L04116, [DOI]
- 30 Perlwitz J, Graf H F. Troposphere-stratosphere dynamic coupling under strong and weak polar vortex conditions. *Geophys Res Lett*, 2001, 28(2): 271—274[DOI]
- 31 Graf H F, Walter K. Polar vortex controls coupling of North Atlantic Ocean and atmosphere. *Geophys Res Lett*, 2005, 32: L01704, doi:01710.01029/02004GL020664[DOI]
- 32 Song Y, Robinson W A. Dynamical Mechanisms for Stratospheric Influences on the Troposphere. *J Atmos Sci*, 2004, 61(14): 1711—1725[DOI]
- 33 Rex M, Salawitch R J, Von Der Gathen P, et al. Arctic ozone loss and climate change. *Geophys Res Lett*, 2004, 31(4): L04116, [DOI]