

平流层爆发性增温期间行星波的活动

邓淑梅 陈月娟 陈权亮 毕云

中国科学技术大学地球与空间科学学院, 合肥 230026

摘要 利用逐日的 NCEP 再分析资料分析了 1978~2004 年期间发生的 18 次强爆发性增温时平流层中下层行星波 1 波和 2 波的异常以及极涡崩溃的形式。分析表明, 爆发性增温前期 1 波都异常增幅, 波振幅达到峰值之后的一段时间内发生爆发性增温, 然而在增温过程中行星波 2 波的变化却有明显不同, 可分为三种情况: (1) 在增温前期, 行星波 2 波很弱; 在增温期间, 行星波 2 波异常发展, 伴随着极涡崩溃的形式是由偏心型向偶极型过渡。(2) 在增温前期, 行星波 2 波较强; 在增温期间, 行星波 2 波明显减弱, 极涡的变化形式是远离极地, 在极地外围活动, 但不发生分裂。(3) 在增温前期, 行星波 2 波不太强; 在增温期间, 行星波 2 波有所发展, 但始终强不过 1 波, 极涡的变化是先偏离极地, 然后发生不对称的变形。作者还计算和分析了 EP 通量及其散度, 利用波流相互作用理论对这三种行星波的异常变化及其与爆发性增温的关系进行解释。

关键词 爆发性增温 谐波分析 EP 通量 波流相互作用

文章编号 1006-9895(2006)06-1236-13

中图分类号 P433

文献标识码 A

Planetary Wave Activity During Stratospheric Sudden Warming

DENG Shu-Mei, CHEN Yue-Juan, CHEN Quan-Liang, and BI Yun

School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026

Abstract In order to investigate the characteristics of planetary wave activity during stratospheric sudden warming (SSW), the abnormality of planetary waves of wave number 1 and wave number 2 in the mid-lower stratosphere in 18 major SSW events during 1979-2004 is analyzed using the daily averaged NCEP data, and the distortion and the breakdown of polar vortex of the 18 major SSW events have also been studied. Then the EP flux and its divergence are calculated and analyzed to explain the activities of planetary wave and their relation with SSW. The results show that the planetary wave of wave number 1 unusually grows in the pre-SSW period, and SSW takes place after the peak amplitude of wave number 1, which agrees with Labitzke's conclusions (1978, 1981), however, the variations of the planetary-wave amplitude in various SSW events are much different, which show in the following three types. For type 1, the planetary wave of wave number 2 in the pre-SSW period is very weak, it unusually grows too stronger in the mid-SSW period, while planetary wave of wave number 1 becomes weak, which also accord with Labitzke's conclusions. In this type the polar vortex breaks down and splits into two cyclonic centers; for type 2, the planetary wave of wave number 2 in the pre-SSW period is correspondingly stronger, nevertheless, in the mid-SSW period both planetary waves of wave number 1 and wave number 2 are distinctly weak, at the same time the polar vortex moves outside of the polar region, but does not breakdown; for type 3, planetary wave of wave number 2 in the pre-SSW period is not very strong, while it develops slightly in the mid-SSW period, however, it cannot surpass planetary wave of wave number 1 in any case, simultaneously, the polar vortex firstly moves out from the polar region and then asymmetric split in form occurs.

The calculated EP flux and the EP flux divergence show that the distribution of the EP flux for the various type of SSW are much different, therefore the vertical transport of the planetary wave for the various type of SSW are not the same. While in all events the EP flux convergence for the wave number 1 and wave number 2 in the pre-SSW and mid-SSW appears in the stratosphere from middle and high latitude to the polar region, which causes zonal mean westerly wind weakened, even become easterly wind. According to the theory of thermal wind, this means that temperature gradient from middle and high latitude to the polar region reverses its direction, that is to say the temperature suddenly turns high nearby the polar region.

Key words stratospheric sudden warming, SSW, planetary wave, EP flux, wave-mean flow interaction

1 引言

平流层爆发性增温 (SSW) 是冬季平流层大气环流的一个富有特征性的突变现象。SSW 发生时极区温度会突然上升, 几天内温度可以增加几十度, 同时绕极的平均纬向西风环流明显减弱, 甚至变为东风。在较强的 SSW 期间, 平流层中平均纬向风和温度的这种变化可以伸展到对流层, 引起对流层温度场和环流场的变化, 进而引起气候的变化。因此, 人们对 SSW 给予了越来越多的关注, 一系列研究表明, SSW 与行星波活动有着密切的关系^[1~4]。

行星波产生于对流层, 逐渐向平流层传播。Eliassen 和 Palm^[5] 在 1961 年提出了用波的能量通量 (简称 EP 通量) 来研究波的传播, 从此, 人们就利用 Eliassen 和 Palm 所定义的波能量通量来研究行星波。Dickinson^[6] 在 1968 年曾经指出行星波会从高纬度向平流层传播, 即极地波导理论。之后, 由于波在具有切变的基本气流中传播, 其能量不守恒, 因而 Andrews 等^[7, 8] 发展了波作用通量, 提出了广义的 EP 通量, 即把传统的 EP 通量关系推广到现在广泛使用的变形欧拉 EP 通量关系。黄荣辉等^[9] 提出了另一波导理论: 波还会从中高纬度的对流层下层通过对流层向低纬的对流层顶附近传播。陈文等^[10, 11] 分别用 NCEP/NCAR 再分析资料和数值模拟的资料计算了冬季北半球准定常行星波的 EP 通量, 证明了北半球冬季准定常行星波在三维大气传播具有沿两支波导传播的特征, 与理论研究的结果一致, 同时还用此计算数据讨论了冬季准定常行星波的 EP 通量分布的年际变化, 发现这两支波导有明显的年际振荡。高守亭等^[12] 为了更好地研究高空波动与高空急流的相互作用, 提出了一个广义斜压大气 EP 通量, 对高空急流的加速进行了诊断和解释。在此基础上冉令坤等^[13] 又推导出一

个新形式的 EP 通量, 讨论高空急流区内纬向基本气流加速与 EP 通量的关系。

EP 通量不仅可以表征行星波的传输, 而且也是诊断波流相互作用的有利工具。自从发展了极地波导理论, 人们就试图用行星波的传播来解释 SSW 机制。Matsuno^[14] 在 1971 年提出: SSW 是由于对流层行星波向上传播、并与平均流相互作用, 在临界层附近发生的一种温度突然增加的现象。以后越来越多的人开始根据行星波的变化从不同角度利用不同方法研究其增温机制, 例如, Kanza-wa^[1, 4]、Palmer^[2] 以及 O'Neil^[3] 等用 EP 通量诊断 SSW。Palmer^[2] 指出在 SSW 期间 EP 通量的传输方向会发生多次改变, 当中纬度平流层的 EP 通量有正的向极并且是向上的分量时, 纬向平均环流减速剧烈; 相反, 当 EP 通量是向赤道传输时, 环流减速最小。翁衡毅等^[15, 16] 利用三层模式, 指出了增温前期大气外部异常引起内部异常, 造成与 SSW 有关的行星波的异常增幅。而增温盛期和增温后期是扰动热通量通过经圈环流而进行的正负反馈机制在起作用。Tao^[17] 用等熵模式研究了波流相互作用和 SSW, 发现平均纬向环流对 SSW 的发生并不是很重要, 但可以作为行星波从向低纬传播转为向高纬传播的状态变化的先决条件。在 SSW 时期行星波 1 波和 2 波常发生异常的增幅, 并可传播到平流层中引起不同强度的平流层增暖。有不少人研究了这种增幅问题。Labitzke^[18] 在 1978 年曾研究了 1970/1971 和 1971/1972 年两个冬季行星波 1 波和 2 波的逐日变化, 发现: 1 波达最大值、2 波达最小值时, 爆发性增温发生。Labitzke^[19] 在 1981 年通过 1978/1979 年冬季行星波振幅的研究得出: 行星波 1 波的增幅是强增暖爆发前的特征先决条件, 同时 2 波振幅达最小值; 极涡的崩溃经常伴随着 1 波振幅的迅速减弱和 2 波振幅的增强。近年来, 人们在 Labitzke^[18, 19] 研究的基础上就行星波活

动对 SSW 影响的研究越来越深入。例如:2003 年 Taguchi^[20]利用简单的全球环流模式给出的数据综合分析了 132 个 SSW 事件,也证实了 Labitzke^[18, 19]的论点——在爆发性增温发生前期由对流层向平流层传播的行星波的上传活动加强;他还认为在增温后期增暖信号下传到较低平流层。2004 年,Hitoshi 等^[21]利用日本的天气预报模式给出的 1998 年 12 月~1999 年 2 月的资料分析了 1998 年 12 月份的 SSW 过程,也得出了与 Labitzke^[18, 19]相同的观点,并提出通过行星波 1 波的强烈发展可以提前一个月预报 SSW。

最近,我们对 1978~2004 年中发生的 18 次强爆发性增温过程中行星波的活动进行了分析,发现只有为数不多的爆发性增温过程符合 Labitzke^[18, 19]的结论,而有相当多的 SSW 过程中行星波(特别是 2 波)的变化有其不同的特点。为此,我们根据 SSW 过程中行星波 1 波和 2 波活动的特征把 SSW 分成三种类型,在分析这三类 SSW 过程中行星波活动差异的基础上进一步分析了不同类型的 SSW 过程中极涡变化特征,然后,用 EP 通量和波-流相互作用理论对 SSW 过程中行星波 1 波和 2 波活动的特征以及它们在 SSW 的不同阶段所起的作用进行解释和讨论。

2 SSW 过程中行星波的振幅变化以及极涡的变形

利用 NCEP/NCAR 逐日的再分析资料,根据强 SSW 的定义:在 10 hPa 及其以下的平流层里,短期内温度突然升高,沿 60°N 的纬圈平均温度与极点间温度的梯度发生反转,同时相应的高度梯度也反转为北高南低,60°N 以北地区的纬向平均的西风也发生反转,即定义为一次强的 SSW。由此定出 1978~2004 年发生过 18 个强爆发性增温。然后,利用谐波分析的方法对这 18 个强爆发性增温过程中北半球冬季位势高度场进行分析,将计算出的行星波 1 波(简称 1 波)和行星波 2 波(简称 2 波)的振幅的逐日变化与温度场和平均纬向风的逐日变化进行对比。可以看到,在 SSW 发展过程中,并不是所有的 SSW 过程的行星波活动都与 Labitzke^[18, 19]得出的结果一致。我们认为,按其行星波活动的特点,可分成三种不同的类型。

第一种类型:在 SSW 出现前的半个月~1 个

月 1 波明显增强,而 2 波很弱。当 1 波突然减弱而 2 波突然增强时,出现 SSW。增温结束后 1 波和 2 波都减到最小。这种类型与 Labitzke^[18, 19]得出的结果是一致的。但在 1978~2004 年发生的 18 次强 SSW 过程中,只有 1979 年 1~2 月、1984 年 12 月~1985 年 1 月、1989 年 1~2 月、1998 年 12 月、2003 年 1 月等 5 次 SSW 事件属于这种情况。

第二种类型:在 SSW 出现前 1 波也很强,但 2 波也比较强;增温出现时,1 波突然减弱,而 2 波也减弱。增温结束后 1 波和 2 波也都减到最小。在 1978~2004 年发生的 18 次强 SSW 过程中,1980 年 2~3 月、1984 年 2~3 月、1987 年 12 月、1995 年 1~2 月、1999 年 2~3 月、2004 年 1 月等 6 次 SSW 事件都属于第二种类型。

第三种类型,在 SSW 出现前 1 波仍然很强,但 2 波不太强,在出现增温时,1 波有所减弱,2 波有所发展,但始终强不过 1 波,直到增温结束后 1 波才减到最小,2 波也减小。在 1978~2004 年发生的 18 次强 SSW 过程中,1981 年 2 月、1986 年 3 月、1987 年 1~2 月、1988 年 3 月、1991 年 1~2 月、1993 年 3 月、1999 年 3 月等 7 次 SSW 事件 SSW 都属于第三种类型。

上述所统计的这些年份都是在 SSW 前有 1 波强烈发展,这与 Labitzke^[18, 19]所得出的结论一致,所不同的是:在增温前只有第一种类型的 2 波振幅达到最小,而在第二和第三种类型的情况下增温前 2 波振幅是相当强的;在增温期间 2 波有时发展有时减弱,而且第二种和第三种类型的 SSW 个例数目比第一种类型的多。进一步分析还可看到这三种不同的类型对应的极涡的变化的形式也很不相同。下面以 1985 年 1 月、1980 年 3 月以及 1991 年 2 月的强爆发性增温为例,分别对这三种类型的 1 波和 2 波振幅的变化以及温度、纬向风和极涡的变化进行详细的讨论。

2.1 第一种类型 SSW 过程中行星波振幅的变化和涡旋的崩溃

图 1 是 1984~1985 年冬季 10 hPa 等压面上 1 波和 2 波的位势高度振幅以及平均纬向风和温度随纬度和时间的分布。1 波的高度振幅(图 1a)在 1984 年的 12 月中旬达到最大值,在以后的半个月中都维持着比较大的振幅。到了 1984 年 12 月底 SSW 发生的前夕,1 波很快减弱,同时 2 波(图

1b) 迅速增强。2 波的振幅在大致 12 月 31 日左右达到最大值, 60°N 以北的纬向西风 (图 1c) 转为东风, 极地附近温度 (图 1d) 达到最大值, 极地平流层的爆发性增温发生。到 1985 年的 1 月 15 日, 1 波和 2 波也相应地都减弱, 环流场开始恢复。这种类型行星波的变化特征与 Labitzke^[18, 19] 所得出的结论一致。

第一种类型 SSW 过程对应的极涡变形和崩溃

如图 2 所示, 在 SSW 发生之前, 当 1 波增幅时, 极涡也开始拉长 (图 2a)。到 SSW 发生时, 极涡崩溃并分裂成两个气旋中心 (图 2b), 原先在东西伯利亚和太平洋上的两个高压脊向北伸展, 控制了北极地区, 这时 1 波明显减弱、2 波强烈发展; 到 SSW 过程结束后, 极地涡旋恢复 (如图 2c 所示)。这说明增温期间极涡的崩溃伴随着 2 波的发展。经统计发现, 在增温前期 1 波发展, 紧接着 1 波减弱、2 波

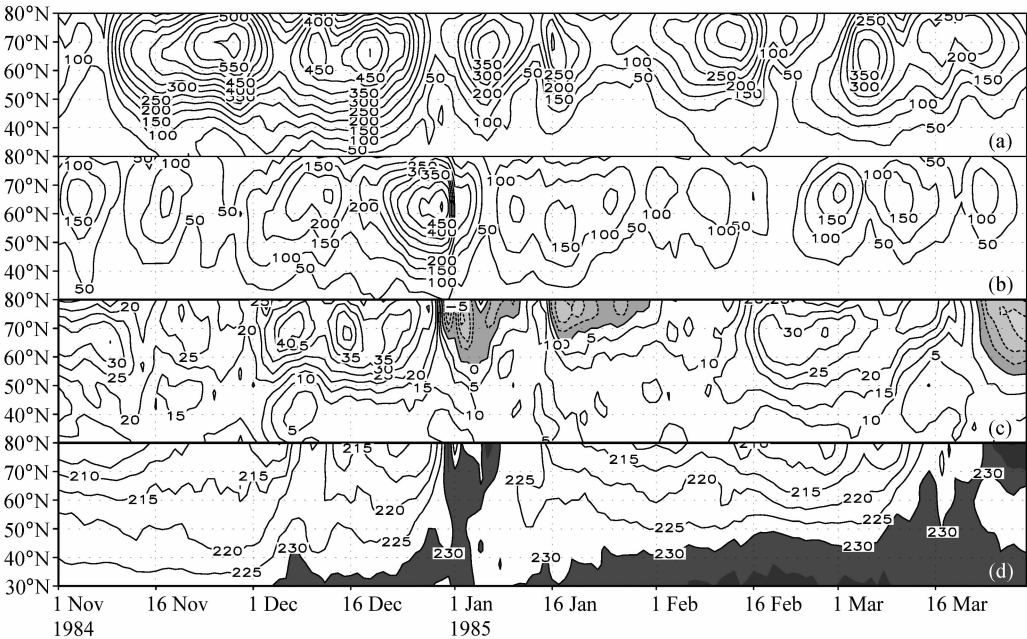


图 1 1984 年 11 月~1985 年 3 月在 10 hPa 等压面上 1 波 (a) 和 2 波 (b) 的位势高度振幅 (单位: m) 以及平均纬向风 $\bar{u}$ (c, 单位: m/s)、纬向平均温度 $\bar{T}$ (d, 单位: K) 随时间和纬度的变化

Fig. 1 Latitude–time sections at 10 hPa from Nov 1984 through Mar 1985 for amplitudes (m) of the wave-number 1 (a) and wave-number 2 (b) components of the geopotential height field, together with the mean zonal wind (m/s) (c) and the mean zonal temperature (K) (d)

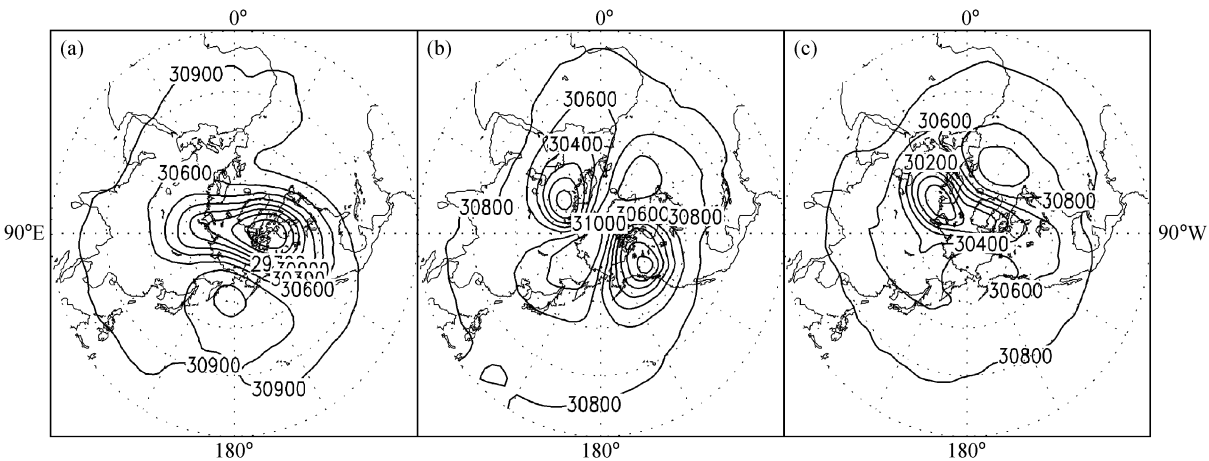


图 2 SSW 过程中 10 hPa 的位势高度场 (单位: m) 极地投影图: (a) 1984 年 12 月 25 日; (b) 1984 年 12 月 31 日; (c) 1985 年 1 月 15 日

Fig. 2 Polar stereographic charts of 10 hPa geopotential height (m): (a) 25 Dec 1984; (b) 31 Dec 1984; (c) 15 Jan 1985

发展时增温开始的 5 次 SSW (详见上述第一种类型), 大致都表现出 1985 年 1 月初极涡崩溃时的特征。只是有的 SSW 过程 (如 1989 年 2 月的 SSW) 极涡的崩溃比较缓慢, 要在温度梯度反向之后, 约需 2 周时间。

2.2 第二种类型 SSW 过程中行星波振幅的变化和极涡的变化

上述极涡的崩溃经常伴随着 2 波的发展, 这表明极涡由偏心型向偶极型过渡。但也有些强增暖过程观测不到 2 波的发展, 极涡的变化形式也有所不同, 这是第二种 SSW 类型。如图 3 所示, 在 1980 年 2 月份, 爆发性增温发生之前, 在 1 波强烈增幅的同时, 2 波也有所增强, 这与 Labitzke^[18, 19] 所给出的结果不同, 也是与第一种类型的差异所在。在这种情况下, SSW 开始时 (图 3d), 1 波开始明显减弱, 2 波也比较弱, 此时极地涡旋 (图 4a) 并没有发生分裂, 只是被挤出极地, 这也是与第一种类型不同的地方。到了 3 月 1 日, 极地被暖高压中心所控制 (图 4b), 低压中心活动于欧洲的北端, 这时增温明显。纬向西风转为东风 (图 3c)。SSW 过程之后极涡又慢慢返回到极地 (图 4c), 1 波和 2 波还在减弱。经分析表明, 凡属于第二种类型的行星波振幅的变化情况, 极涡的变化形式基本相似。

有时极涡很迅速地被挤出极地, 发生在 1 波强烈增幅后不久 (10 hPa, 60°N 的高度值在 800 m 以

上), 如 1980 年 2 月份。1 波在 2 月 20 日左右达到最大值, 极地涡旋在 2 月 26 日就彻底被挤出极地。有时极涡被挤出极地的过程也很缓慢, 如 1984 年 2 月, 大约要 2 周时间。

2.3 第三种类型 SSW 过程中行星波振幅的变化和极涡的变形

第三种类型 SSW 发生时 2 波有所发展, 但始终强不过 1 波 (如图 5 所示)。1991 年冬季在 SSW 发生之前, 同第一种类型一样, 1 波强烈增幅, 2 波振幅较小, 与第一种类型 (或者说与 Labitzke^[18, 19] 的结果) 不同的是, 1 波振幅 (图 5a) 达到峰值后 (1 月 20 日左右) 虽然开始有所减弱, 但减弱趋势不如第一种类型强烈; 2 波 (图 5b) 虽然也有所发展, 但始终没有强过 1 波。在 1 波减弱、2 波发展的过程中, 极地涡旋有被挤出极地的趋势 (图 6a), 然后向西旋转, 同时有发生不对称变形的趋势 (图 6b), 暖高压从东亚地区向极地延伸, 使高纬到极地的温度梯度也开始转向。当 2 波发展到一定值, 极涡崩溃 (2 月 4 日)。增温结束后 1 波和 2 波都减弱, 不对称的双涡旋也慢慢变为一个退回极地 (图 6c)。属于第 3 种类型的 7 次 SSW 过程的行星波振幅变化和极涡的变化与 1991 年 1~2 月这次 SSW 过程类似, 不再重复。

由上面分析可知, 倘若在 SSW 的过程中行星波变化情况不一样, 极涡的变化形式就不一样。当

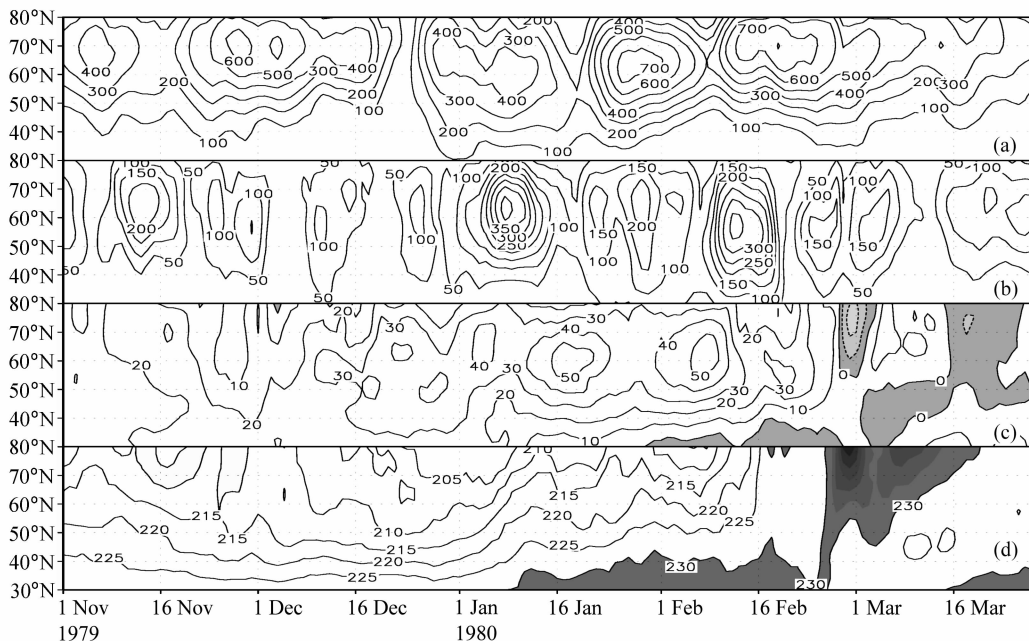


图 3 同图 1, 但为 1979 年 11 月~1980 年 3 月

Fig. 3 Same as Fig. 1, but for Nov 1979 to Mar 1980

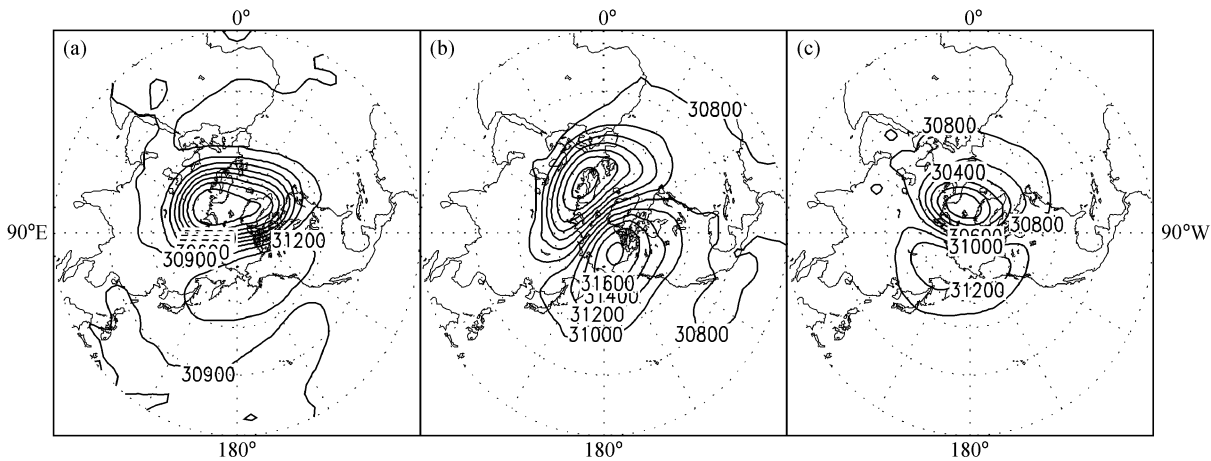


图4 同图2, 但为 (a) 1980年2月20日; (b) 1980年3月1日; (c) 1980年3月29日
Fig. 4 Same as Fig. 2, but for (a) 20 Feb 1980, (b) 1 Mar 1980, and (c) 29 Mar 1980

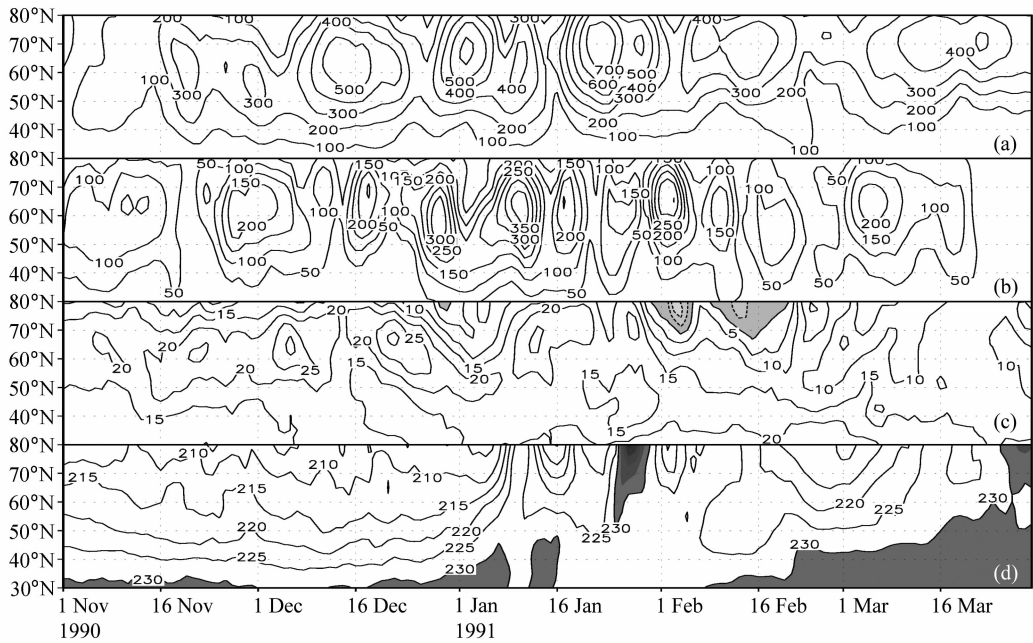


图5 同图1, 但为 1990年11月~1991年3月
Fig. 5 Same as Fig. 1, but for Nov 1990 to Mar 1991

行星波具有 SSW 前 1 波达最大值、2 波达最小值, SSW 发生时 1 波突然减弱而 2 波明显增强的这种特征时 (即第一种类型), 极地涡旋就会由偏心型向偶极型过渡; 当 SSW 发生时具有 1 波达峰值后开始减弱而 2 波也由强变弱的特征时 (即第二种类型), 极涡主要是被高压中心挤出极地, 但不发生分裂; 当 SSW 发生时行星波具有 1 波有所减弱而 2 波有所发展, 但始终强不过 1 波时的特征时 (即第

三种类型), 极涡就会先被挤出极地然后慢慢发展为不对称的双涡旋。同时, 我们还可以看出行星波的这三种活动类型的共同特征是, 在增温前 1 波都会强烈增幅, 增温结束后 1 波和 2 波都减弱。也就是说 1 波增幅是 SSW 的必要条件, 这与 Labitzke^[18, 19]的分析结果是一致的。所不同的是我们还得出在 SSW 过程中行星波 (特别是 2 波的) 另外两种类型的变化以及相应的极涡变形或崩溃的不

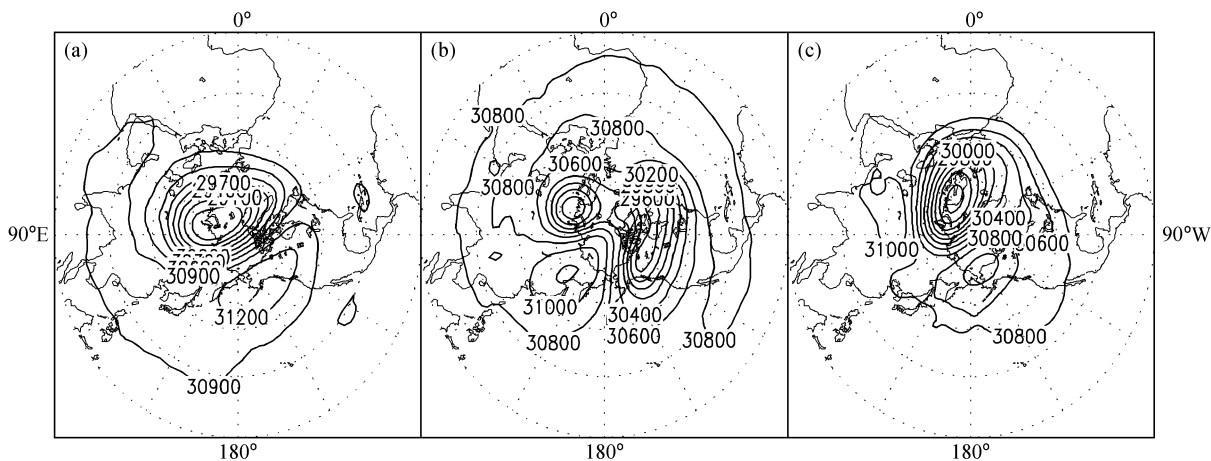


图6 同图2, 但为 (a) 1991年1月20日; (b) 1991年2月2日; (c) 1991年2月17日

Fig. 6 Same as Fig. 2, but for (a) 20 Jan 1991, (b) 2 Feb 1991, and (c) 17 Feb 1991

同形式。

3 SSW 过程中 EP 通量的变化

在 SSW 过程中行星波为什么会有上述变化? 这三种不同类型的行星波变化为什么都能产生爆发性增温? 下面, 我们用计算的 EP 通量和波流相互作用理论从动力学方面对此现象进行解释。根据波导理论, 通过 EP 通量我们可以看出行星波由某一纬度或高度向另一纬度和高度的传播。EP 通量不仅可以表征行星波的传输, 而且也是诊断波流相互作用的有利工具, 其散度可以使纬向平均环流加速或减速。在准地转近似条件下, 球面上的 EP 通量及其散度和波流相互作用的公式为:

$$\mathbf{F} = (F_{(\varphi)}, F_{(p)}) = r_0 \cos \varphi \left[-\overline{u'v'}, \frac{f \overline{v'\theta'}}{\theta_p} \right], \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{1}{r_0 \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (F_{(\varphi)} \cos \varphi) + \frac{\partial}{\partial p} (F_{(p)}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \overline{v^*} - \epsilon = (r_0 \cos \varphi)^{-1} \nabla \cdot \mathbf{F}, \quad (3)$$

其中, φ 是纬度, p 是压强, θ 是位温, r_0 是地球半径, f 是科里奥利参数, “ $\overline{\quad}$ ” 表示沿纬圈平均, “ $\overline{\quad}'$ ” 表示纬向偏差, $\overline{v^*}$ 表示剩余速度, ϵ 是平均摩擦。EP 通量的水平分量 $F_{(\varphi)}$ 表示涡动动量通量部分, 垂直分量 $F_{(p)}$ 涡动热输送部分。根据方程 (3), 通过分析 $\nabla \cdot \mathbf{F}$ 的分布, 可以诊断涡动输送在平均纬向风逐日变化中的作用。

我们参考翁衡毅^[15]的做法, 将爆发性增温过程划分为前期、盛期和后期三个阶段。增温前期是

指 60°N 到极地的经向温度梯度由负值变为零和 60°N 以北的平均纬向西风变为零的那段时间, 增温盛期是指 60°N 以北的纬向东风和正温度梯度持续的那段时间, 增温后期指 60°N 以北的平均纬向风从零值变回到纬向西风的最大值和温度梯度由零变回到负极大值的那段时间。由于在爆发性增温过程中行星波的活动有三种不同的类型, 这三种类型又对应着不同的年份。因此, 我们先对 u' 、 v' 、 θ' 进行谐波分析, 然后计算 1 波和 2 波的 EP 通量, 再对不同类型的年份, 按前期、盛期和后期三个时段对 EP 通量进行合成分析, 得到了三种类型下不同阶段的 EP 通量的平均状态。

3.1 第一种类型 SSW 的 EP 通量及其散度的分布

图 7 给出第一种类型的 5 个 SSW 在增温前期、盛期和后期 1 波的 EP 通量及其散度随高度和纬度分布的合成, 从图 7a 可以看出在爆发性增温前期, 对流层中纬度有很强的行星波 1 波向平流层高纬地区传播, 从 50°N~80°N, 大量的涡动热通量由对流层向平流层输送, 而且其输送量随高度增加, 同时伴随着涡动动量通量向极地的传输, 并产生堆积, 这说明行星尺度波的“爆发性”发展, 为 SSW 提供了能量条件。同时, 我们看其散度分布 (如图 7d), 在增温前, 涡动通量在平流层高纬有强烈的辐合, 低纬有辐散。通过方程 (3) 可以得出, 当 $\nabla \cdot \mathbf{F} > 0$ 时, EP 通量散度项的贡献使 $\partial u / \partial t > 0$; 当 $\nabla \cdot \mathbf{F} < 0$ 时, EP 通量散度项的贡献使 $\partial u / \partial t < 0$ 。因此, 从图 7d 中可以得出, 在平流层 40°N~70°N 区域内, 由于 EP 通量的散度为负, 最大可达到 $-35 \text{ m}^2/\text{s}^2$,

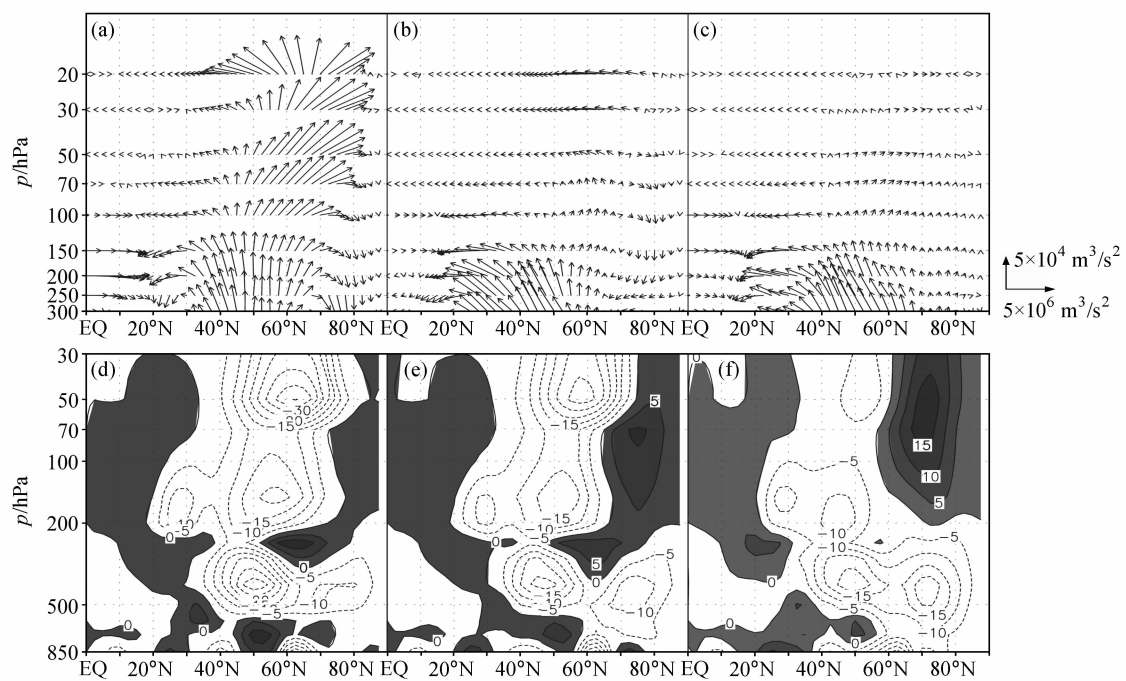


图 7 第一种类型 5 个 SSW 的前期 (a、d)、盛期 (b、e) 以及后期 (c、f) 行星波 1 波的 EP 通量 (a、b、c, 单位: m^3/s^2) 及其散度 (d、e、f, 单位: m^2/s^2) 随高度和纬度分布的合成图

Fig. 7 The cross sections of E-P flux (m^3/s^2) (a, b, c) and its divergence (m^2/s^2) (d, e, f) for the wave-number 1, composite for 5 SSW (stratospheric sudden warming) events in type 1, for the pre-SSW period (a, d), the mid-SSW period (b, e), and the post-SSW period (c, f)

会使该纬度带的平均纬向西风迅速减弱;当向北的热通量辐合大到足以使平流层高纬纬向西风减速出现东风时,极涡崩溃,增温现象已达到盛时。这时 1 波的 EP 通量 (图 7b) 的涡动热通量的向北输送明显减小,并且在高层已经有了涡动动量的向低纬输送,其散度 (图 7e) 在平流层 $70^{\circ}\text{N}\sim 80^{\circ}\text{N}$ 区域开始出现涡动通量的辐散。而 2 波的 EP 通量 (图 8a) 在增温前涡动热通量由对流层向平流层 40 hPa 以上的传输是很弱的,并且其涡动动量通量基本没有向极地输送,这说明爆发性增温前 2 波较弱,不过其 EP 通量散度 (图 8b) 也是负 (辐合) 的,也有利于平流层高纬地区平均西风的减弱。但是在 SSW 期间,其散度 (图 8e) 的辐合明显比增温前要强,同时也比 1 波的 EP 通量辐合大,而且 EP 通量辐合的范围更向极地扩展。这说明在爆发性增温期间 2 波的涡动热通量的输运要强于 1 波的,也说明第一种类型的 SSW 在增温期间 2 波 EP 通量的辐合对高纬和极地西风环流的减弱 (或东风环流的加强) 有更重要的作用。在 SSW 后期,1 波的 EP 通量 (图 7c) 明显减小,对流层行星波 1 波基本不能向平流层传播,在高层有弱的涡动感热通量向低纬

输送,其散度 (图 7f) 在 60°N 以北 200 hPa 以上的气层中出现了强的涡动通量辐散,它将使这一区域的平均西风环流恢复和加强;相应时段的 2 波 EP 通量也有所减弱,在平流层从高纬到极地的 2 波 EP 通量辐合明显减弱,在 70°N 以北还出现了 EP 通量的辐散。这说明 2 波也对平均纬向东风恢复为西风起一定的作用,但其作用不如 1 波的大。由此分析,我们可以看出,第一种类型的 SSW 在增温前行星 1 波的作用要强于 2 波,而增温盛期 1 波减弱、2 波发展且它的作用增强,增温后期 1 波和 2 波都明显减弱。

3.2 第二种类型 SSW 的 EP 通量及其散度的分布

图 9 给出 SSW 过程中第二种类型行星波活动的情况下,6 个 SSW 在增温前期、盛期和后期 1 波的 EP 通量及其散度随高度和纬度分布的合成。在 SSW 前期 1 波的涡动热通量和动量通量同第一种类型相似,都是涡动热通量由对流层向平流层输送的同时伴随着涡动动量通量的向极输送并产生堆积造成了行星波 1 波的异常增幅 (图 9a);与第一种类型不同的是,增温前 2 波 (图 10a) 的涡动热通量输送也较强。从 EP 通量散度的分布来看,增温前

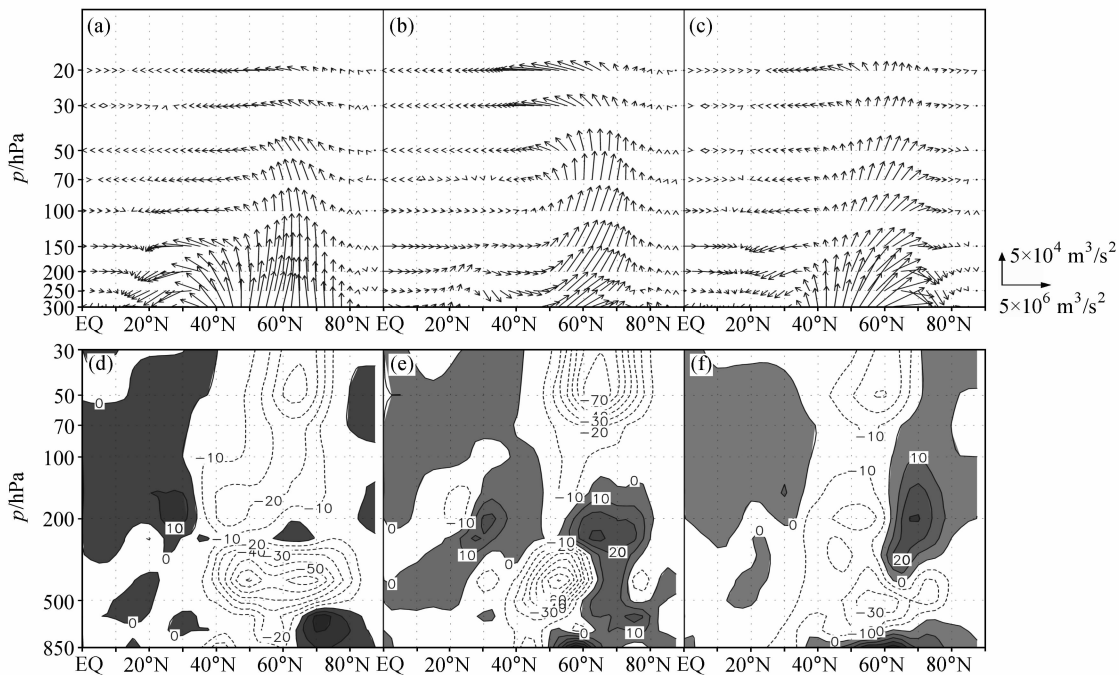


图 8 同图 7, 但为行星波 2 波

Fig. 8 Same as Fig. 7, except for wave number 2

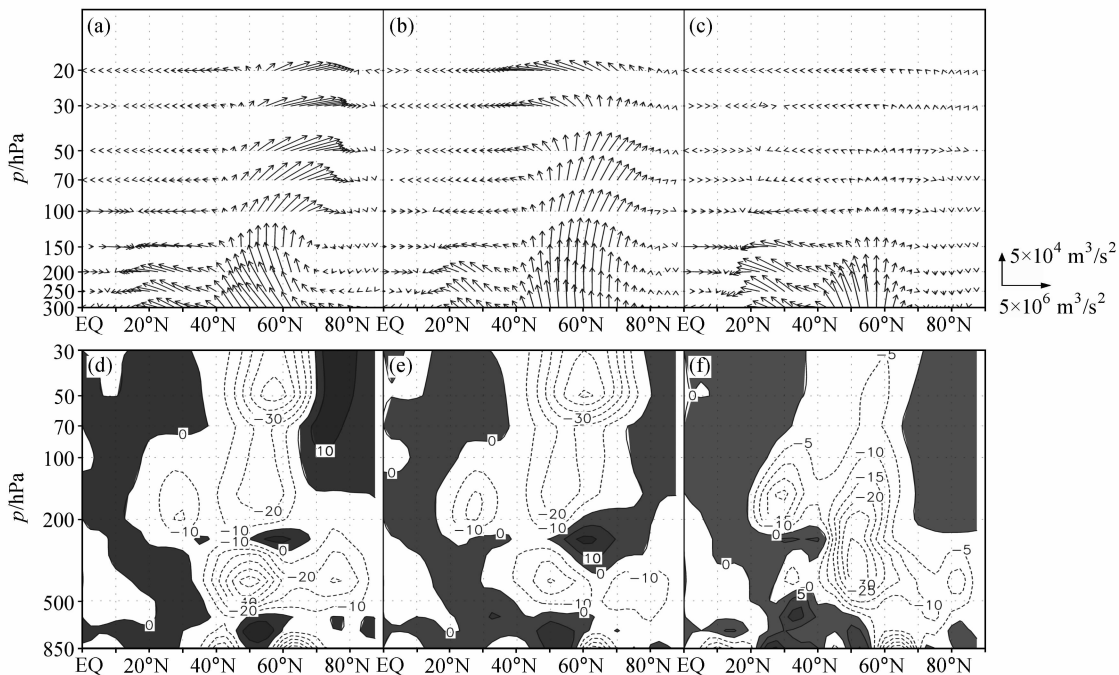


图 9 同图 7, 但为第二种类型的 6 个 SSW

Fig. 9 Same as Fig. 7, except for 6 SSW events in type 2

1 波和 2 波在平流层高纬地区 EP 通量的辐合都有利于平均西风环流减弱或转为东风。但与第一种类型相比, 在 70 hPa 以上气层中无论是 1 波还是 2

波, 其 EP 通量辐合的区域 (纬向范围) 都小得多。增温期间 1 波的涡动热通量由低层向高层的输送减少, 同时高层涡动动量通量的向极输送也减少, 说

明增温期间平流层高纬地区 1 波振幅的减弱，但其 EP 通量辐合仍很强，并向极地伸展，有利于该地区西风进一步减弱或东风加强，如图 9b 所示。但与第一种类型的爆发性增温期间 1 波 EP 通量（图 7b）相比，第二种类型的增温期间的 1 波是比较强的。在增温期间，2 波向上和向极地的两种输送也减弱（如图 10b），这也是与第一种类型不同的，虽然它的 EP 通量散度也有利于东风加速，但散度值已变得比较小，特别是与第一种类型爆发性增温期间 2 波 EP 通量散度相比，其作用小得多。增温后期，1 波和 2 波的涡动输送都减少，同时由散度分布可看出在平流层高纬到极地区域开始出现了西风加速。

3.3 第三种类型 SSW 的 EP 通量及其散度的分布

图 11 给出 SSW 过程中第三种类型行星波活动的情况下，7 个 SSW 在增温前期、盛期和后期 1 波的 EP 通量及其散度随高度和纬度分布的合成。在 SSW 前，第三种类型与前两种类似，1 波（图 11a）向高层输送的涡动热通量较强，同时涡动通量的向极输送也很强。但其散度的辐合在平流层中高纬比第一、第二种类型更强，而且向北伸展，几乎控制了北极地区，而 2 波（图 12a）虽然并不弱，但在高层几乎没有向极输送；在增温期间，1 波在高纬基本上是由低层到高层的涡动热通量的输送，而且还

相当强劲，EP 通量辐合还仍然控制着中纬到极地的广大区域。此时，2 波对极地的影响有所加强，其作用强于第二种类型，但远不如第一种类型。增温结束后 1 波和 2 波的输送量都减弱，1 波的 EP 通量散度在平流层高纬到极地区域出现大范围的正值区，有利于西风环流的恢复和加强。

以上计算的 EP 通量，与陈文等^[10, 11]用 NCEP/NCAR 再分析资料计算出的 EP 通量的分布基本上是一致的，但是对于 SSW 的不同类型和不同阶段 EP 通量的分布又有一定的差异，由此反映出行星波的传播在 SSW 的不同类型和不同阶段是不同的。

4 结论

本文首先分析了 1978~2004 年期间发生的 18 次强爆发性增温时平流层中下层行星波 1 波和 2 波的异常以及极涡崩溃的形式。分析表明，所有年份在发生爆发性增温前期 1 波都异常增幅，波振幅达到峰值之后的一段时间内发生爆发性增温，然而在增温过程中行星波 2 波的变化有较大的差异，行星波振幅变化形式不一样，极涡崩溃的形式也不一样，可以分为下列三种不同的类型：

（1）在增温前期，2 波很弱；在增温期间，行星波 2 波异常发展，伴随着极涡崩溃的形式是由偏心

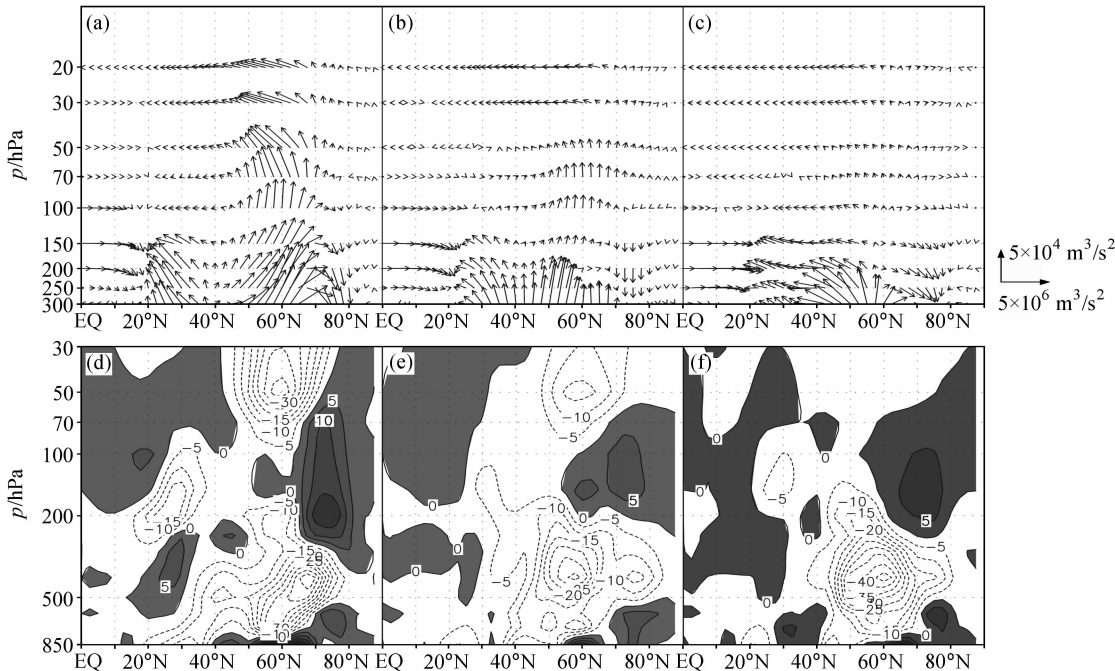


图 10 同图 7，但为第二种类型的 6 个 SSW 的行星波 2 波

Fig. 10 Same as Fig. 7, except for wave number 2 of 6 SSW events in type 2

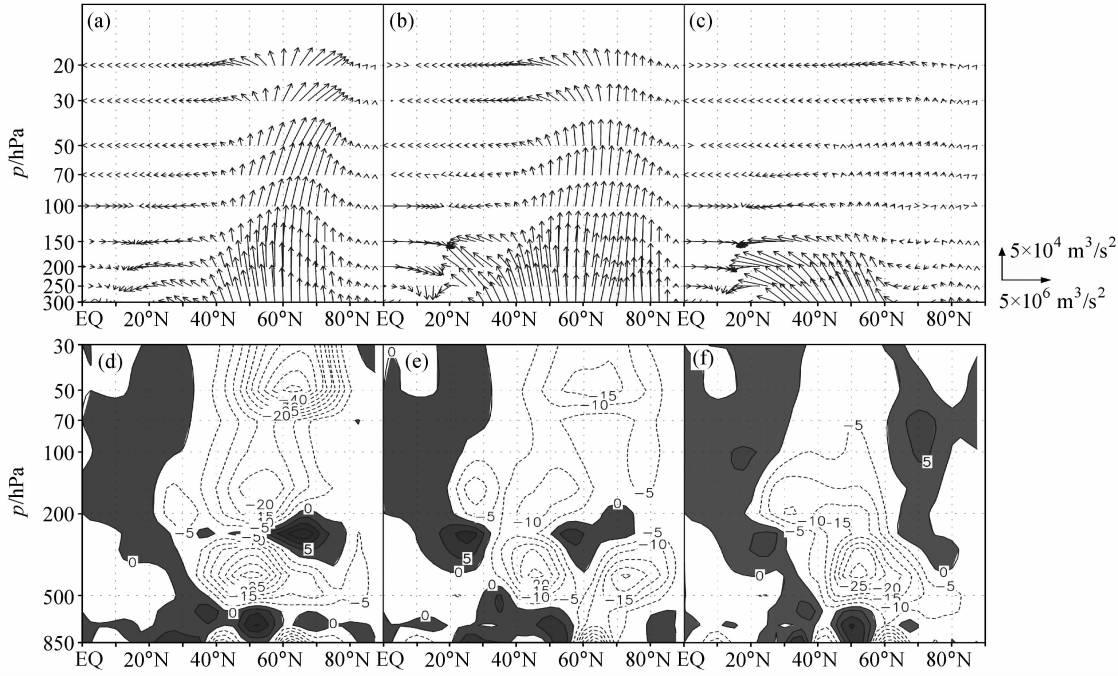


图 11 同图 7, 但为第三种类型的 7 个 SSW
Fig. 11 Same as Fig. 7, except for 7 SSW events in type 3

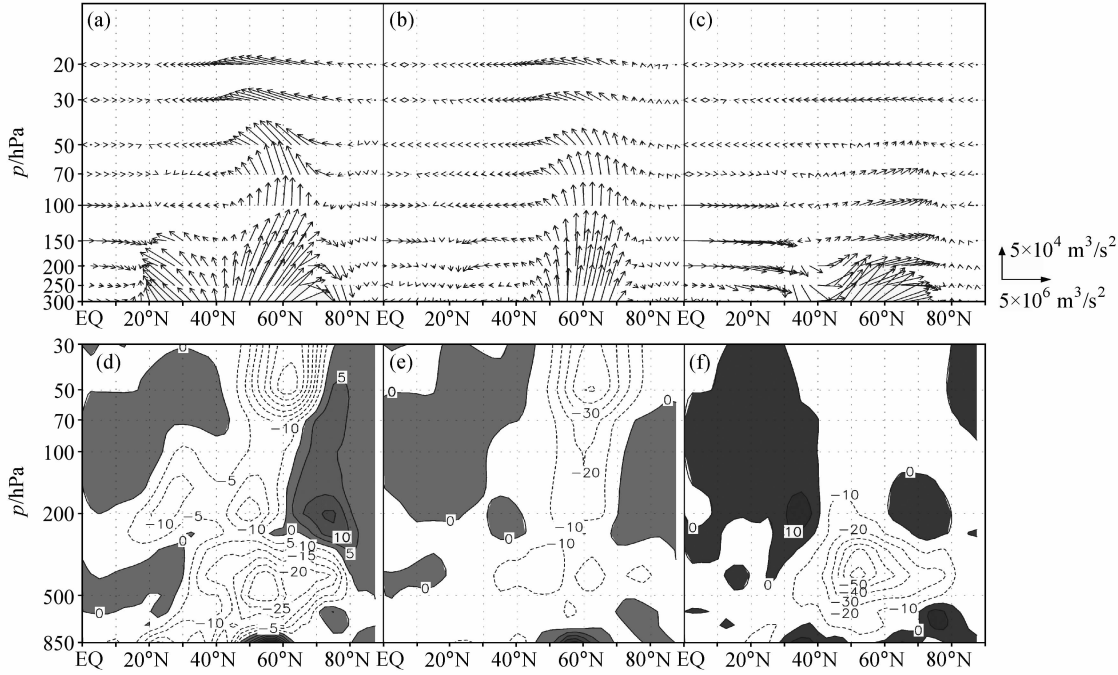


图 12 同图 7, 但为第三种类型的 7 个 SSW 的行星波 2 波
Fig. 12 Same as Fig. 7, except for wave number 2 of 7 SSW events in type 3

型向偶极型过渡。

(2) 在增温前期, 2 波较强; 在增温期间, 行星波 2 波明显减弱, 极涡的变化形式是远离极地, 在

极地外围活动, 但不发生变形。

(3) 在增温前期, 行星波 2 波不太强; 在增温期间, 行星波 2 波有所发展, 但始终强不过 1 波,

极涡的变化是先偏离极地, 然后发生不对称的变形。

其中第一种类型 SSW 的行星波活动与 Labitzke^[18, 19]给出的结果一致, 而第二和第三种类型则无论在行星波 2 波的活动还是在极涡的变形或崩溃等方面都与 Labitzke^[18, 19]的结果有明显不同。

本文还分别计算了这三种类型 SSW 的前期、盛期和后期的 EP 通量和 EP 通量散度, 利用波导理论和波流相互作用理论来分析在 SSW 过程中行星波的这三种异常变化, 结果表明, 对于 SSW 的不同类型和不同阶段, EP 通量的分布有一定的差异, 由此反映出行星波的传播在 SSW 的不同类型和不同阶段是不同的。在增温前期, 由于 EP 通量的涡动热通量和涡动动量通量向平流层中下层高纬和极地地区输送, 使得该地区行星波 1 波迅速发展。在增温期间 1 波的减弱或者是由于涡动通量不能向上传播(如第一种类型), 或者是由于涡动通量在平流层转向低纬输送(如第二、三种类型)造成的; 而 2 波在 SSW 过程中或由弱变强、或由强变弱也都与涡动通量输送的增强或减弱有关。但无论哪种情况, 在增温前期和增温盛期, 1 波和 2 波的 EP 通量在平流层中高纬到极区附近都是辐合的, 从而引起该区域绕极平均西风的减弱甚至转为东风, 从热成风理论而言, 这意味着平流层从中高纬到极地的温度梯度反转, 极地附近突然变暖。在增温后期无论哪种类型, 1 波和 2 波的涡动通量向上传播都受到抑制(这是因为此时平流层已被东风环流控制, 不满足行星波向上传播的条件), 因而平流层中 1 波和 2 波都很弱, 而且 EP 通量散度在高纬到极地附近开始出现正值。绕极西风环流转向恢复和增强, 于是 SSW 过程结束。

参考文献 (References)

- [1] Kanzawa H. The behavior of mean zonal wind and planetary-scale disturbances in the troposphere and stratosphere during the 1973 sudden warming. *J. Meteor. Soc. Japan*, 1980, **58**: 329~356
- [2] Palmer T N. Aspects of stratospheric sudden warming studied from a transformed Eulerian-mean viewpoint. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**: 9679~9687
- [3] O'Neil A, Youngblut C E. Stratospheric warmings diagnosed using the transformed Eulerian mean equation and the effect of the mean state on wave propagation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 1982, **39**: 1370~1386
- [4] Kanzawa H. Eliassen-Palm flux diagnostics and the effect of the mean wind on planetary wave propagation for an observed sudden stratospheric warming. *J. Meteor. Soc. Japan*, 1984, **60**: 1063~1073
- [5] Eliassen A, Palm E. On the transfer of energy in stationary mountain waves. *Geophys. Publ.*, 1961, **22**: 1~23
- [6] Dickinson R E. Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides. *J. Atmos. Sci.*, 1968, **25**: 984~1002
- [7] Andrews D G, McIntyre M E. Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, 1976, **33** (11): 2031~2048
- [8] Andrews D G, McIntyre M E. Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, 1978, **35** (2): 175~185
- [9] 黄荣辉, 岸保勘三郎. 关于冬季北半球定常行星波传播的另一波导的研究. 中国科学(B辑), 1983, **10**: 940~950
Huang Ronghui, Gambo K. On other wave guide of stationary planetary wave propagation in the winter Northern Hemisphere. *Science in China (Series B)* (in Chinese), 1983, **10**: 940~950
- [10] Cheng Wen, Huang Ronghui. The propagation and transport effect of planetary waves in the Northern Hemisphere winter. *Advances in Atmospheric Sciences*, 2002, **19** (6): 1113~1126
- [11] 陈文, 黄荣辉. 北半球冬季准定常行星波的三维传播及其年际变化. 大气科学, 2005, **29** (1): 137~146
Chen Wen, Huang Ronghui. The three-dimensional propagation of quasi-stationary planetary waves in the Northern Hemisphere winter and its interannual variations. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2005, **29** (1): 137~146
- [12] Gao Shouting. The generalized EP flux of wave-mean flow interactions. *Science in China (Series B)*, 1990, **33** (6): 704~715
- [13] 冉令坤, 高守亭, 雷霆. 高空急流区内纬向基本气流加速与 EP 通量的关系. 大气科学, 2005, **3** (29): 409~416
Ran Lingkun, Gao Shouting, Lei Ting. Relation between acceleration of basic zonal flow and EP flux in the upper-level jet stream region. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2005, **3** (29): 409~416
- [14] Matsuno T. A dynamical model of the stratospheric sudden warming. *J. Atmos. Sci.*, 1971, **28** (8): 1479~1494
- [15] 翁衡毅. 平流层爆发性增温动力机制的初步研究. 大气科学, 1984, **8** (3): 304~314
Weng Hengyi. A preliminary study of the dynamic mechanism of stratospheric sudden warming. *Chinese Journal of*

- Atmospheric Sciences* (*Scientia Atmospherica Sinica*) (in Chinese), 1984, **8** (3): 304~314
- [16] 翁衡毅, 朱抱真. 平流层爆发性增温的一个理论研究. 中国科学 (B辑), 1984, **10**: 950~960
Weng Hengyi, Zhu Baozhen. A theoretic study of stratospheric sudden warming. *Science in China* (Series B) (in Chinese), 1984, **10**: 950~960
- [17] Tao X. Wave-mean flow interaction and stratospheric sudden warming in an isentropic model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1994, **51** (1): 134~154
- [18] Labitzke Karin. On the different behavior of the zonal harmonic height waves 1 and 2 during the winters 1970/71 and 1971/72. *Mon. Wea. Rev.*, 1978, **106**: 1704~1713
- [19] Labitzke Karin. The amplification of height wave 1 in January 1979: A characteristic precondition for the major warming in February. *Mon. Wea. Rev.*, 1981, **109**: 983~989
- [20] Taguchi Masakazu. Tropospheric response to stratospheric sudden warmings in a simple global circulation model. *J. Climate*, 2003, **16**: 3039~3049
- [21] Mukougawa Hitosh, Hirooka Toshihiko. Predictability of stratospheric sudden warming: A case study for 1998/99 winter. *Mon. Wea. Rev.*, 2004, **132**: 1764~1776