

局地大气能量有效性中的表面扰动位能特征^{* 1}

高 丽¹ 李建平²

GAO Li¹ LI Jianping²

1. 中国气象局国家气象中心, 北京, 100081

2. 中国科学院大气物理研究所 LASG, 北京, 100029

1. *National Meteorological Center, China Meteorological Administration, Beijing 100081, China*

2. *State Key Laboratory of Numerical Modeling for Atmospheric Sciences and Geophysical Fluid Dynamics, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China*

2009-09-23 收稿, 2010-04-24 改回.

Gao Li, Li Jianping. 2011. Characteristics of the surface perturbation potential energy in the local atmospheric energetic efficiency. *Acta Meteorologica Sinica*, 69(4):664-671

Abstract Based on the previous theoretical analyses of the local perturbation potential energy, the surface perturbation potential energy (SPPE) component associated with topography and its features are further been investigated by using the NCEP reanalysis dataset in this study. The results show that the SPPE has particular thermal and dynamical properties, and close relationships with the large topography in lands. Furthermore, the seasonal variation of the SPPE is closely dependent upon the seasonal variation of land surface properties. Analyses show that the negative perturbation potential energy primarily distributes over the polar region and the positive one is over the tropical region, where the SPPE almost keeps constant throughout the year or slightly changes only at the seasonal scale. The extrema of the SPPE at both the seasonal and annual scales are located over mid-latitude areas in the north hemisphere where lots of large topography lie. These extrema show positive in boreal summertime and negative in boreal wintertime. Such characteristics is the most typical over the Qinghai-Tibet Plateau, where the SPPE is featured by evident interdecadal variability in time and frequency domains, and interannual variability with a leading period of 2–4 years.

Key words Surface perturbation potential energy, Atmospheric energy, Heat source, Topography

摘 要 在局地扰动位能理论工作基础上, 进一步研究了与实际地形有关的表面扰动位能部分, 理论推导了数学表达式, 表明地形和表面热状况是其决定因素。利用再分析资料考察了其气候学和气候变率特征。研究表明, 表面扰动位能具有独特的热力学意义, 它的量值与地球表面高大地形密切联系, 而其季节变动特点则与表面热状况的季节变化息息相关。高纬度极地地形区域为明显的全年基本不变的负扰动位能分布区, 低纬度热带区域则呈现季节变动非常小的正扰动位能分布。表面扰动位能的季节变动和年际变率的极值区都位于北半球中纬度的高大地形区域, 夏季达到正的极大值, 而冬季则转变成负值区。这一特征在青藏高原区最为典型, 其表面扰动位能在时域和频域上均表现出明显的年代际特征, 年际变率以 2—4 a 周期为主。

关键词 表面扰动位能, 大气能量, 热源, 地形

中图法分类号 P433

1 引 言

大气是一个效率很低的热机系统, 大气中的全

位能分解为可以释放转化成动能的有效部分和不可释放的无效部分 (Lorenz, 1967; 杨大升等, 1983; Peixoto, et al, 1995)。由此, 人们开展了能量有效

* 资助课题: 国家自然科学基金项目 (40705021)、国家重点基础研究发展计划项目 (2010CB950402)。

作者简介: 高丽, 主要从事大气动力学和集合数值天气预报研究。E-mail: gaoli@cma.gov.cn

性问题的研究,通过大气有效位能的概念来探讨全位能和动能的转换、能量循环以及大气环流运动的维持。Lorenz(1955)首先给出了精确的和近似的全球平均有效位能的表达式及其收支方程,这一创造性工作大大推动了大气能量学的研究。此后,人们以 Lorenz 这一经典有效位能概念为基础,从不同方面进行了发展,并在大气、海洋能量学中得到了广泛应用(Winn-Nielsen, et al, 1993; Dutton, et al, 1967; Boer, 1975; Taylor, 1979; Lorenz, 1978; Oort, et al, 1989; Shepherd, 1993; Siegmund, 1994; Huang, 2005)。但是,以往研究中所采用的有效位能概念大多是针对全球平均而言,反映的是大气系统的整体能量有效性。因此,这种能量有效性理论框架无法适用到局地能量学的研究中。

事实上,大气能量的收支、分布和转化具有明显的局地特征,许多重大天气气候现象的发生发展往往与大气系统内部存在的局地能量源(汇)密切相关,局地能量的异常变化必然会对局地大气环流的变化产生重要影响。因此,考察区域性能量转化效率及机制对于了解局地大气环流的变动非常重要,即是局地能量有效性的问题。此问题无法用经典意义下的全球平均有效位能理论来解决。为此,高丽(2006)、李建平等(2006)提出了适用于反映局地能量有效性问题的扰动位能新概念。

本文将进一步研究扰动位能中具有独特热力学意义的表面扰动位能部分,给出其数学表达形式、并考察其时、空气候学特征。

2 表面扰动位能的定义

在静力平衡条件下,单位截面积上无穷高气柱的全位能为

$$P = \int_{z_s}^{\infty} \rho(gz + c_v T) dz = \frac{1}{\gamma_d} \int_0^{p_s} T dp + z_s p_s \quad (1)$$

其中, ρ 为空气密度, g 为重力加速度, z 为高度, $z_s = z_s(\lambda, \varphi)$ 为地形高度, λ 和 φ 分别为经度和纬度, c_v 为干空气定容比热, T 为空气温度, p 为气压, $\gamma_d = g/c_p$ 为干绝热直减率, c_p 为干空气定压比热, $p_s = p_s(\lambda, \varphi)$ 为地面气压。因为大气参考状态涉及到绝热大气过程,所以需要式(1)转换到等熵坐标系中

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{\gamma_d} \int_0^{p_s} \theta (p/p_{00})^{\kappa} dp + z_s p_s \\ &= \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_{00}^{\kappa}} \int_{\theta_s}^{\theta_T} p^{1+\kappa} d\theta + \\ &\quad \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_{00}^{\kappa}} \theta_s p_s^{1+\kappa} + z_s p_s \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $\theta = T(p_{00}/p)^{\kappa}$ 为位温, $\kappa = R/c_p$, θ_T 和 θ_s 分别为大气上界和地面位温, p_{00} 为参考气压(通常取为1000 hPa); R 为干空气气体常数。从式(2)可知等熵坐标中的大气全位能可分解为表达形式有很大差别两部分

$$P = P_A + P_s \quad (3)$$

其中, $P_A = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_{00}^{\kappa}} \int_{\theta_s}^{\theta_T} p^{1+\kappa} d\theta$ 为等熵坐标下全位能的气柱内大气部分,简称为大气全位能, $P_s = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_{00}^{\kappa}} \theta_s p_s^{1+\kappa} + z_s p_s$ 与地表面高度、表面气压和位温的变化相联系,代表了在等熵坐标下大气全位能位于地表面的部分,将其称为表面全位能,以便于将地表面以上气柱内大气全位能变化与地表面热力变化引起的全位能变化加以区分。

大气经历绝热过程到达大气参考状态时其全位能为

$$\tilde{P} = \tilde{P}_A + \tilde{P}_s \quad (4)$$

其中

$$\tilde{P}_A = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_{00}^{\kappa}} \int_{\tilde{\theta}_s}^{\tilde{\theta}_T} \tilde{p}^{1+\kappa} d\tilde{\theta} \quad (5)$$

$$\tilde{P}_s = \frac{1}{(1+\kappa)\gamma_d p_{00}^{\kappa}} \tilde{\theta}_s \tilde{p}_s^{1+\kappa} + z_s \tilde{p}_s \quad (6)$$

其中,“ $\sim$ ”表示某时刻大气对应的参考状态下的物理量。由此可以得到单位截面积上实际大气的全位能与其经过绝热过程达到参考状态时的全位能之差

$$P' = P - \tilde{P} = P'_A + P'_s \quad (7)$$

其中, $P'_A = P_A - \tilde{P}_A$, $P'_s = P_s - \tilde{P}_s$ 。将 P' 称为局地扰动位能(Local Perturbation Potential Energy, LPPE)(高丽,2006;李建平等,2006)。显然 LPPE 与以往关于全球平均意义下的有效位能的概念不同,它包含 P'_A 和 P'_s 两个部分,前者与气柱内大气的位能有关,是局地扰动位能的气柱内部分,称为大气扰动位能(简称扰动位能),后者则与地形有关,是扰动位能的表面部分,称为表面扰动位能。为了得到扰动位能的解析表达式,需要明确大气经历绝热过程前后上下边界处位温的关系。高丽等(2006)、高丽(2006)在其工作中已证明了根据绝热过程的性质和为了保证质量守恒,在绝热过程前后必然满足不变性 $\tilde{\theta}_T = \theta_T$, $\tilde{\theta}_s = \theta_s$ 。这是绝热大气过程中一个非常重要的属性,由此可以得到等熵坐标系中表面扰动位能的表达式

$$P'_s = \frac{1}{(1 + \kappa)\gamma_d p_{s0}^\kappa} \theta_s (p_s^{1+\kappa} - \bar{p}_s^{1+\kappa}) + z_s (p_s - \bar{p}_s) \quad (8)$$

因为大气是一个统一的整体,任何时刻大气经过绝热过程达到其参考状态都不可能在局地完成,而必须在全球范围才能得以实现。因此,局地的大气参考状态是无意义的,而只能是全球意义上的参考状态,故在上述公式中 $\bar{p} = \bar{p}$, 此处 $\bar{p} = \bar{p}(\theta)$ 为等熵面上气压的全球平均。因为通常所用观测资料采用的是等压坐标系,为了便于实际计算,有必要给出上述公式在等压坐标系中的表达式。从式(8)可以看出表面扰动位能 P'_s 的表达形式不受坐标系限制,但地形上各点处对应的大气参考状态的气压需要在等熵坐标系中确定。

表面扰动位能受到表面位温和地形高度的双重支配,这反映出下垫面热力状况和地形的动力作用是表面扰动位能的最主要影响因素。因此,在分析中须着眼于表面扰动位能的时空特征与地形分布和表面热状况之间的联系。

下面基于式(8)对表面扰动位能进行诊断分析。所用数据为1948—2004年NCEP/NCAR月平均再分析资料(Kalnay, 1996),所用气候态通过1961—2000年的40 a平均得到,然后从每个月数据中剔除对应该月的气候场即得到气候异常场。表面扰动位能的计算方案中的关键一环是对地形上大气参考气压的确定,对每个点按照局地位温找到其所在的等熵面,然后把该等熵面上气压的全球平均作为这个点上的参考态气压,每个点都重复这样的过程。基于这一方案,计算生成了1948—2004年的表面扰动位能数据集。

3 表面扰动位能的气候学特征分析

从上述推导可知,表面扰动位能显式含有表面场量,就必然会受到地球表面的众多大地形影响。下面着重考察表面扰动位能的季节变化以及方差分布的气候特征,分析其与全球高大地形分布以及表面热状况的关系。

3.1 表面扰动位能的季节变化特征

图1a—d分别给出了4个典型月表面扰动位能气候态分布。可以看出,最显著的特征是几乎覆盖了整个南极大陆和格陵兰岛的大片负值区,这两个区域的表面扰动位能随季节改变非常小,可称为永

久性表面扰动位能区。究其原因,显然与这两个区域具有高大地形、并常年被冰雪覆盖有关,这使得表面扰动量的季节变化振幅很小,但负扰动的极性全年不变。

另一个全年都非常显著的特征,是位于热带地区(30°S—30°N)的大片正值区,其中心区域主要位于非洲和南美洲的高原和山地,由于热带本身就没有明显的年循环,使得表面扰动量基本不存在明显的季节变化,当然,高大地形的作用是产生表面扰动位能的根本原因。与极地负值区类似,这种全年基本不变的特性与其纬度位置和表面属性关系密切,均属于永久性的。此外,在北半球为夏季时,北半球低纬度靠近副热带地区表面扰动位能偏大,而北半球为冬季时南半球对应区域偏大,这种季节变化在中纬度地区更为突出。

在北半球冬季,位于北半球中纬度的大地形区域,例如青藏高原、蒙古高原、东西伯利亚山地、落基山脉等,均为明显的表面扰动位能负值区,1月达到最强;而在夏季,上述大地形区域均转变成明显的正值区。这种冬、夏之间的极性相反的表面扰动位能变化在“世界屋脊”青藏高原地区表现得最为显著:夏季,高原表面为扰动位能的源区,而在冬季变成扰动位能的汇区,在过渡季节较弱正值区向副热带收缩。这一新发现促使我们与以往研究相关结论进行对比,青藏高原夏季为热源、而冬季为热汇(冷源)(叶笃正等,1957),青藏高原夏季为位涡源区、冬季为位涡汇区(吴国雄,2004;吴国雄等,2005)。这些特征显然与青藏高原独特的表面热力属性密切联系,而本文研究的表面扰动位能是受非绝热加热支配的。这表明扰动位能的变化与高原加热和位涡变化有着某种内在联系,很可能后者的变化通过增加或减少扰动位能来对区域乃至全球大气运动产生影响,这是值得深入研究的。

由于南半球中纬度地区基本都是海洋,少有大地形存在,尚未发现有表面扰动位能的显著特征,只是7月在南美洲安第斯山南麓出现很小的负值区,夏季该地区以及澳大利亚南部的表面扰动位能均接近0值,其他季节为明显的正值分布。

由此可见,对于扰动位能中相对特殊的部分,表面扰动位能的月气候平均状态具有非常独特的一面。很明显,北半球中纬度的高原等大地形区域表面扰动位能的季节变化很大,冬、夏季数值符号相

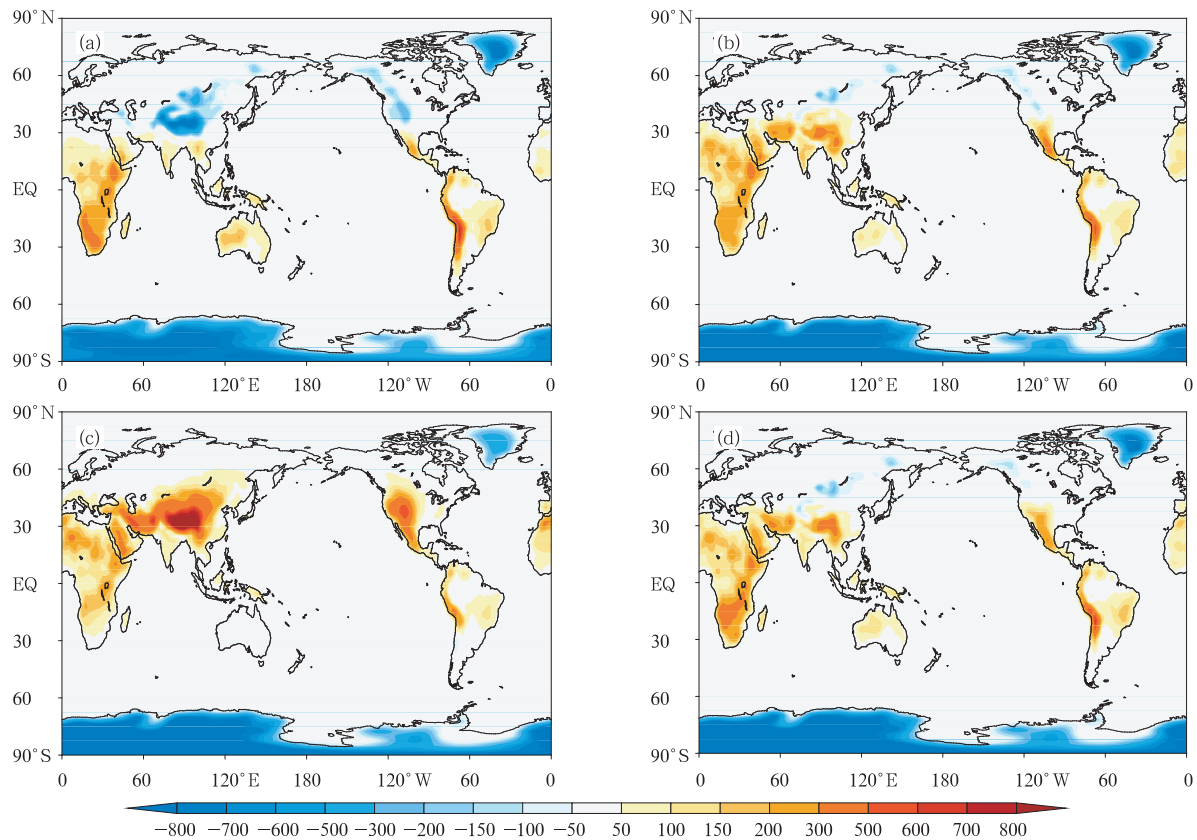


图1 气候平均表面扰动位能的全球分布

(a. 1月, b. 4月, c. 7月, d. 10月; 单位: 10^5 J/m^2)

Fig.1 Global distributions of the climatological fields of the surface perturbation potential energy (unit: 10^5 J/m^2) in Jan (a), Apr (b), Jul (c), and Oct (d)

反,分别对应于扰动位能的源区和汇区。而在低纬度和两极的大地形区域,分别为全年恒正和恒负的分布状况,季节变化很小。低纬度和高纬度地区在生成和消灭扰动位能方面的相反贡献,对于极地-赤道热机的维持以及全球大气环流能量学具有重要意义。

3.2 年变化的时空特征

为了深入认识局地大气能量有效性中表面扰动位能分量独特的气候特征,进一步分析了其年循环变化情况。图2给出了表面扰动位能的纬向平均-时间剖面。可以看出,纬向平均的表面扰动位能主要分布在北半球中纬度和南半球极区,北极附近和南半球中纬度接近于0。从季节变化来看,表面扰动位能在南、北两极和低纬度地区基本全年不变,并且极区负值的数量很大;年变化最明显的区域是北半球中纬度地区,这显然与此处所对应的高地形密不可分。而且,北半球中纬度形成了一条高值带,

它在夏半年明显增大,冬半年则明显变小,虽然前面分析显示北半球中纬度在冬季存在很多显著负值

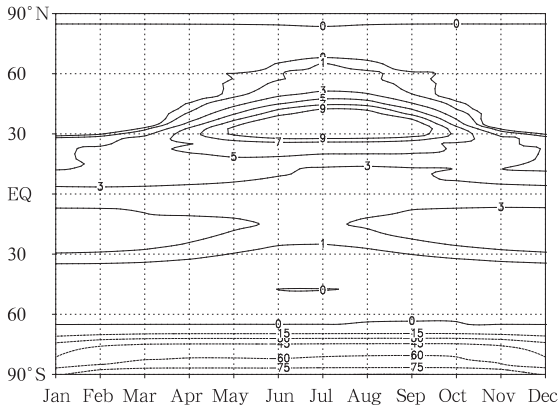


图2 表面扰动位能的纬向平均-时间剖面 (单位: 10^6 J/m^2)

Fig.2 Time-latitude cross section of the climatological zonal-mean field of the surface perturbation potential energy (unit: 10^6 J/m^2)

区,但就纬向平均而言都是接近于0的负值。另外,就低纬度地区而言,表面扰动位能在冬半年要比夏半年大一些,由于其自身变率方差很小,所以这种量值的变动相比北半球中纬度并不明显。

3.3 表面扰动位能的方差特征

在对年变化特征分析的基础上,进一步考察表面扰动位能的气候学方差特征(图3)。可以看出,方差极值主要分布在中纬度高大地形区域,这与前面分析的表面扰动位能的季节变动情况是一致的,即在北半球中高纬度地区表面扰动位能的季节变化的振幅最大,在南半球副热带季节变化也很大。由此可见,在总方差图上,全球表面扰动位能季节振幅变化的极大值区无疑位于以青藏高原为中心的亚洲大陆上,北美的落基山脉、南美洲的安第斯山脉也都是季节振幅变化的极值中心所在。相比之下,在图1中表现出全年季节变化很小的低纬度和高纬度地区,其总均方差相对较小。

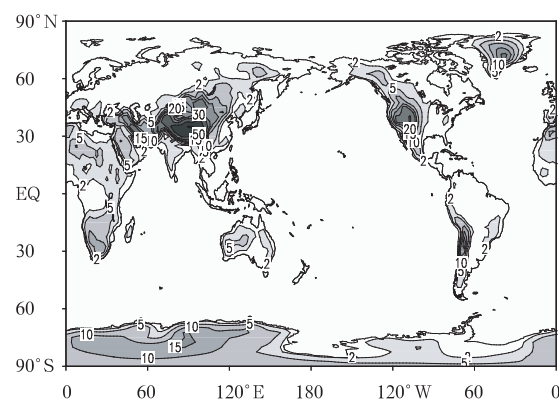


图3 表面扰动位能的总均方差
(单位: 10^6 J/m^2)

Fig. 3 Square root of the total covariance fields of the surface perturbation potential energy (unit: 10^6 J/m^2)

同时也给出了4个季节典型月份的年际变率方差分布(图4a—d),旨在考察总方差中各个季节的

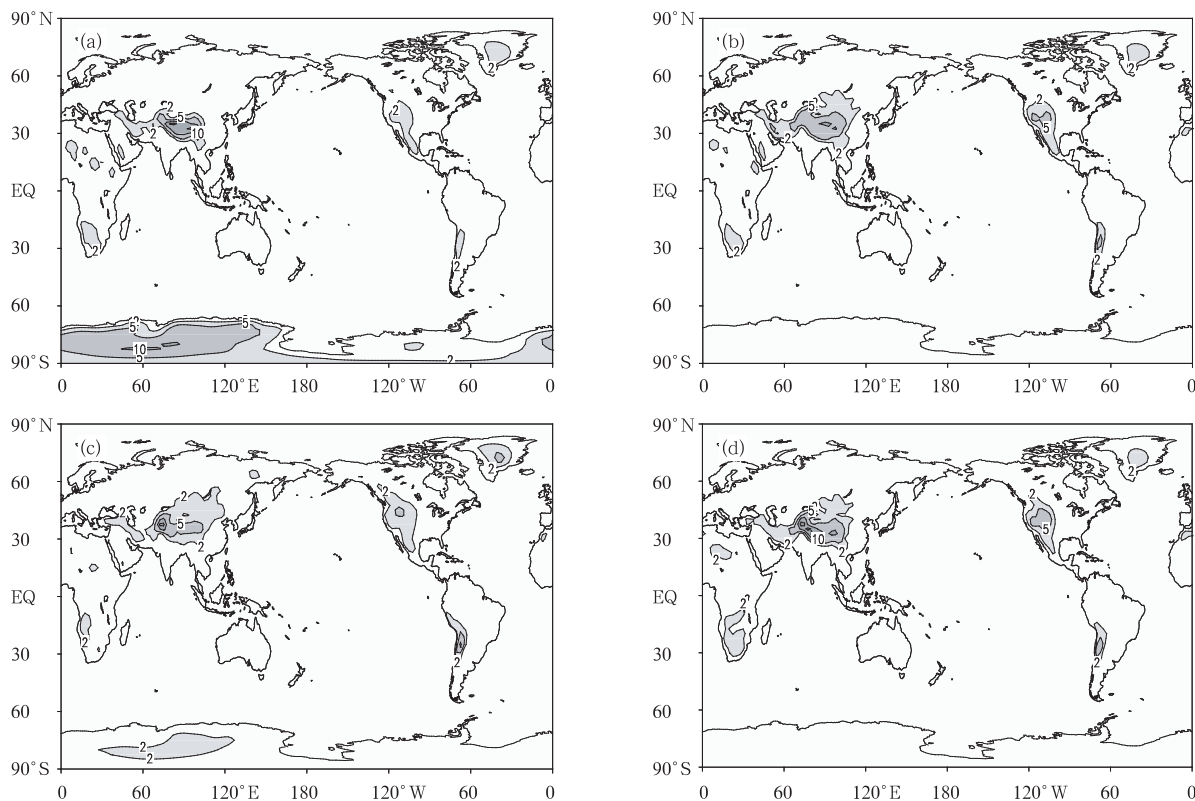


图4 典型月份的表面扰动位能的均方差(单位: 10^6 J/m^2)
(a. 1月, b. 4月, c. 7月, d. 10月)

Fig. 4 Square roots of the monthly climatological covariance of the surface perturbation potential energy (unit: 10^6 J/m^2) in Jan (a), Apr (b), Jul (c), and Oct (d)

贡献情况。可以看到,4个季节中青藏高原及其周边大地形区,以及落基山和安第斯山区都是表面扰动位能的高变率区域,比较而言,南极大陆仅在冬季为明显的高变率区,而其他季节变率非常小,格陵兰岛则夏季略大一点,其余季节变率并不很明显。由此可见,深入理解表面扰动位能的方差年变化,有助于更为全面地了解大气环流能量学的年际变化情况。

4 表面扰动位能的气候变率特征分析

在前面年变化的时空特征分析中,着重关注了具有高季节变动区域的表面扰动位能的青藏高原区域,它是影响区域和全球大气能量有效性变化的关键区域。表面扰动位能的变化与热源和位涡源等存在密切联系,为此,作为其概念的初步应用,下面将着眼于考察最具代表性的青藏高原区的表面扰动位

能的年际和年代际气候变率情况,并分析其频域波谱特征。

4.1 青藏高原区表面扰动位能的年际变率特征

由前面分析结果可知,青藏高原地区表面扰动位能存在明显的正、负季节循环特征,这与高原特有的大地形和热力属性是分不开的,这样的正、负循环特征对于气候变率也会产生重要影响。

从图5中可以看到,在春夏季节,大约表现出以20世纪70年代中期为界的显著年代际变化特征,在此之前高原表面扰动位能呈现明显的正异常,而后是明显的负异常,最近几年已经显现出又向正异常转换的信号;秋季总体来讲与春夏季是一致的,只不过年代际波动略微向后平移了一些,使得其突变位置大概发生在1980年前后;冬季情况复杂一些,大体也存在年代际变化信号,1970年前后近10a为集中正距平分布,其余年份主要以负距平为主。

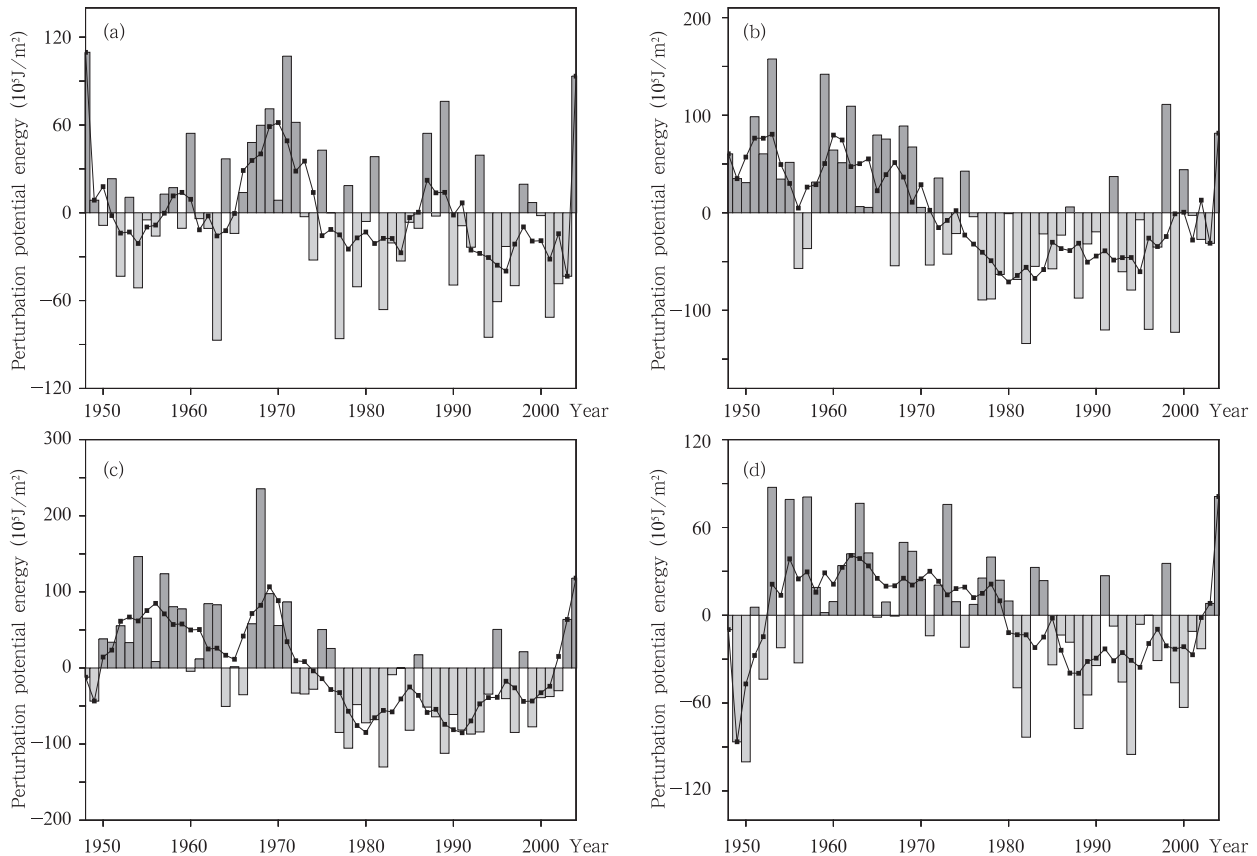


图5 青藏高原区(25°—40°N,70°—105°E)平均的表面扰动位能距平时间序列

(a. 冬季, b. 春季, c. 夏季, d. 秋季, 单位: 10^5 J/m^2)

Fig. 5 Time series of the anomalous surface perturbation potential energy (unit: 10^5 J/m^2) averaged over the Qinghai-Tibetan Plateau ($25^\circ - 40^\circ \text{N}$, $70^\circ - 105^\circ \text{E}$) in winter (a), spring (b), summer (c) and autumn (d), where the curves denote 5-point running means

4.2 青藏高原区表面扰动位能的波谱分析特征

采用 Morlet 小波分析 (Torrence, et al, 1998) 得到冬、夏不同时间域上的标准化小波谱 (图 6), 进一步考察了多年时间序列的波谱特征。无论冬季、还是夏季, 青藏高原区的表面扰动位能时间序列的波谱特征都表现出明显的年代际变化特征。冬季, 从 1960 年以后存在准 2—4 a 周期尺度, 显著性稍

差一些; 夏季, 在 20 世纪 60 年代前后存在显著的 2—4 和 5—8 a 周期尺度, 周期显著性情况要略好一些。由此可见, 表面扰动位能在频域上的特征与时域上的特征存在明显差别, 但在年代际变化尺度上似乎仍然存在联系, 这反映了二者之间某种内在的物理联系机制, 需要进一步加以研究。

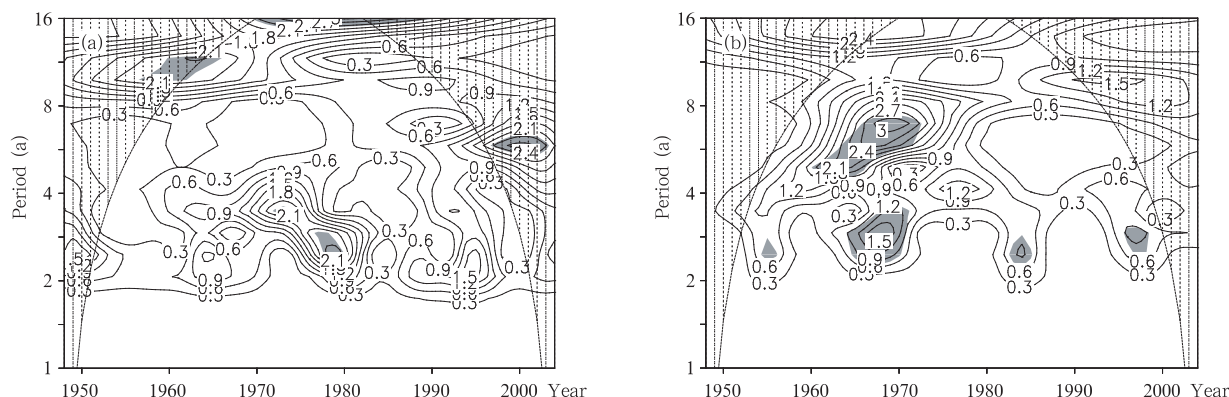


图 6 青藏高原区 (25° — 40° N, 70° — 105° E) 平均表面扰动位能距平的标准化小波谱

(a. 冬季, b. 夏季; 单位: 10^5 J/m^2 ; 阴影区通过了 95% 信度检验; 数据边界影响域被网格覆盖)

Fig. 6 Standardized wavelet spectrums of the anomalous surface perturbation potential energy (unit: 10^5 J/m^2)

averaged over the Qinghai-Tibetan Plateau (25° — 40° N, 70° — 105° E) in winter (a) and summer (b),

where the areas over the 95% confidence level are shaded and the nets cover the areas affected by the dataset boundary

5 结 论

为了适用于研究大气局地能量有效性问题, 在已有研究中拓展了能量有效性研究中普遍采用的有效位能概念, 提出了扰动位能的新概念。在这一框架下, 本文进一步开展了反映地形热动力学作用的表面扰动位能的理论推导和时气候特征分析, 以期考察表面热力状况和地形因素对于扰动位能变化的作用。

分析结果显示, 表面扰动位能的数学定义表现出非常独特的热动力学意义。其气候平均的全球振幅分布与诸多高大地形区域相对应, 这表现出两者之间存在密切联系。表面扰动位能的季节变动特点与地球表面热力状况的季节变化密切相关。具体表现在高纬度极地地形区为明显的全年基本不变的负扰动位能分布区, 低纬度热带区域则呈现季节变动非常小的正扰动位能分布。

而且, 对于气候变率, 表面扰动位能的季节变动和年际变率的极值区都位于北半球中纬度的高大地

形区, 夏季达到正极大值, 而冬季则转变成负值区, 特别在青藏高原区表现出最为典型的特征, 其对于扰动位能表面部分在夏季和冬季所表现出的源和汇分布特征, 是值得深入探索的重要科学问题。此外, 青藏高原区的表面扰动位能在时域和频域上均表现出明显的年代际变化特征, 年际变率则以 2—4 a 周期为主。

参考文献

- 高丽, 李建平, 任宏利. 2006. 绝热大气过程的若干性质. 自然科学进展, 16(2): 243-247
- 高丽. 2006. 扰动位能的理论研究和诊断分析[D]. 北京: 中国科学院研究生院, 138pp
- 李建平, 高丽. 2006. 扰动位能理论及其应用——扰动位能的概念、表达及其时空结构. 大气科学, 30(5): 834-848
- 吴国雄. 2004. 我国青藏高原气候动力学研究的近期进展. 第四纪研究, 24(1): 1-9
- 吴国雄, 刘屹岷, 刘新等. 2005. 青藏高原加热如何影响亚洲夏季的气候格局. 大气科学, 29(1): 47-56
- 杨大升, 刘余滨, 刘式适. 1983. 动力气象学. 北京: 气象出版社, 303-304

- 叶笃正, 罗四维, 朱抱真. 1957. 西藏高原及其附近的流场结构和对流层大气的热量平衡. 气象学报, 28: 108-121
- Boer G J. 1975. Zonal and eddy forms of the available potential energy equations in press coordinates. Tellus, 27(5): 433-442
- Dutton J A, Johnson D R. 1967. The theory of available potential energy and a variational approach to atmospheric energetics. Adv Geophys, 12: 333-436
- Huang R X. 2005. Available potential energy in the world's oceans. J Marine Res, 63: 141-158.
- Kalnay E, Kanamitsu M, Kistler R, et al. 1996. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project. Bull Amer Meteor Soc, 77: 437-471
- Lorenz E N. 1955. Available potential energy and the maintenance of the general circulation. Tellus, 7(2): 157-167
- Lorenz E N. 1967. The nature and theory of the general circulation of the atmosphere. Geneva: World Meteorological Organization publication, 97-107
- Lorenz E N. 1978. Available energy and the maintenance of a moist circulation. Tellus, 30: 15-31
- Oort A H, Asher S C, Levitus S, et al. 1989. New estimates of the available potential energy in the world ocean. J Geophys Res, 94: 3187-3200
- Peixoto J P, Oort A H. 1992. Physics of Climate. Springer-Verlag, New York: American Institute of Physics Press, 520pp
- Shepherd T G. 1993. A unified theory of available potential energy. Atmos Ocean, 31(1): 1-26
- Siegmund P. The generation of available potential energy, according to Lorenz' exact and approximate equations. Tellus, 1994, 46A (5): 566-582
- Taylor K E. 1979. Formulas for calculating available potential energy over uneven topography. Tellus, 31: 236-245
- Torrence C, Compo G P. 1998. A practical guide to wavelet analysis. Bull Amer Meteor Soc, 79: 61-78
- Winn-Nielsen A, Chen T C. 1993. Fundamentals of Atmospheric Energetics. New York, Oxford: Oxford University Press, 376pp