

一次自上向下发展的高原涡的多尺度动力学分析

容逸能¹ 马继望² 李瑶婷³ 梁湘三^{1,4}

(1 南京信息工程大学大气科学学院, 南京 210044; 2 山东省气象台, 济南 250031; 3 中国民用航空飞行学院广汉分院, 广汉 618307; 4 南京信息工程大学大气海洋动力学实验室, 南京 210044)

摘要: 高原涡作为经常给我国带来暴雨等灾害的天气系统, 其形成一般认为是通过感热和潜热自下而上激发的, 然而, 2013年5月下旬发生的一次引发其下游灾害性强降水的高原涡却是由对流层高层天气尺度低涡诱发的。为此, 基于新发展多尺度子空间变换和多尺度能量涡度方法以及ERA5再分析资料对其动力学过程进行了详尽的探讨, 先将原始场重构到三个尺度子空间, 即背景环流尺度子空间、天气尺度子空间和高频尺度子空间, 重构场上首次显示此次过程生成于青藏高原西北侧, 其成因为对流层高层基本气流尺度向天气尺度的跨尺度动能正则传输, 即正压失稳, 并且表现为从高层向下。在发展阶段, 其能量最终来源为基本气流向天气尺度的有效位能传输和非绝热加热, 然而这些过程只发生于涡旋低层的西侧。进一步分析发现, 天气尺度内存在一个能量再分配“路径”: 首先, 低层西侧获得的有效位能转换为动能, 西侧垂直的气压梯度力做功将低层获得动能向高层分配; 在高层, 水平的气压梯度力做功进而将西侧获得的动能向东侧分配; 东侧垂直的气压梯度力做功再将动能向低层分配; 至此, 低层西侧获得的能量被分配到整个涡旋空间中, 使得涡旋能够均匀发展。

关键词: 高原涡, 正则传输, 多尺度子空间变换, 正压不稳定, 斜压不稳定

DOI: 10.3969/j.issn.2095-1973.2021.01.003

On the Multiscale Dynamics of A Top-Down Developing Vortex over Tibet Plateau

Rong Yineng¹, Ma Jiwang², Li Yaoting³, Liang Xiangsan^{1,4}

(1 School of Atmospheric Science, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044

2 Shandong Meteorological Observatory, Jinan 250031 3 Civil Aviation Flight University of China, Guanghan 618307

4 Center for Ocean-Atmosphere Dynamical Studies, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210044)

Abstract: Vortices over Tibet Plateau often bring heavy rain and other disasters to China. Generally, they are believed to be generated from bottom to top through sensible heating and latent heating. In this study, however, we find that the May 2013 plateau vortex, which has caused severe precipitation downstream, is actually induced by the synoptic-scale eddies in the upper layer of the troposphere. Using a recently developed functional analysis tools, i.e. the multiscale window transform (MWT), and the MWT-based localized multiscale energy and vorticity analysis (MS-EVA), we reconstruct the ERA5 reanalysis fields into three subspaces of scale, or *scale windows*, i.e., the basic flow scale window, synoptic scale (plateau vortex scale) window and high frequency window. By the reconstructions, it is shown for the first time that the vortex is generated on the northwestern side of the Plateau, and the generation is through the barotropic instability of the basic flow, i.e., the canonical transfer of kinetic energy from the basic flow window to the vortex scale window, which develops downward from top to bottom. Moreover, the ultimate source of energy for the vortex development is the baroclinic transfer from the basic flow, rather than the non-adiabatic heating as commonly believed. Further analysis shows that there exists a “path” of energy redistribution on the vortex scale window: In the lower layer, the vortex receives available potential energy on the western side, which is then converted into kinetic energy, and transported via vertical pressure work into the upper part. In the upper layer, the kinetic energy on the western side is transported horizontally (via horizontal pressure work) to the east, while the vertical pressure work there carries the gained kinetic

energy downward to the lower layer. In doing this the energy received in the lower-western part of the vortex is redistributed throughout, making it possible for an unusually long-duration vortex to develop.

Keywords: plateau vortex, canonical transfer, multiscale window transform, barotropic instability, baroclinic instability

收稿日期: 2020年9月6日; 修回日期: 2020年11月20日
第一作者: 容逸能(1994—), Email: yinengrong@foxmail.com
通信作者: 梁湘三, Email: sanliang@courant.nyu.edu
资助信息: 国家自然科学基金(41975064, 42005052);
江苏省双创计划团队项目(2015)

0 引言

青藏高原高耸而广阔的地形常年对东亚乃至全世界的气候带来显著的动力和热力的影响^[1-8]。在天气尺度上,高原上有着活跃的涡旋活动,自20世纪60年代以来,对高原涡旋的形成、发展、结构及其造成的灾害等问题一直是高原气象研究中的一个重要课题。

高原低涡(下称高原涡)是一类多发于夏季的青藏高原主体上的 α 中尺度(meso- α)低压涡旋,其平均水平尺度在500 km左右,垂直厚度一般在2~3 km^[2]。高原涡生成时多为暖心^[2, 9],部分成熟的高原涡甚至能发展出类似于热带气旋的明显的眼墙结构^[10-11],当发展至高原东侧时,高层冷平流由涡旋前部入侵,逐渐发展成斜压性低涡^[12-13],从源地上来看,高原涡主要生成于90°N以西的高原上,有少部分从高原西侧移入^[14-17]。由于观测条件的限制,人们普遍认为高原涡的生命史在1~3 d^[2, 9, 18-19],但近年来的统计发现24 h以下也存在着不小比例的高原涡,且高原涡的频次随着其生命周期的增长而减少^[14, 20-21]。高原涡通常在高原东侧下坡处消亡,而部分高原涡能发展并移出高原,其中绝大部分在高原东侧移出^[20, 22-23],这些东移的高原涡在下游暴雨的形成中起着非常重要的作用^[22],平均每年受高原涡影响而在下游产生大雨以上量级的降水过程有12次以上^[13],接连的高原涡活动甚至能引起如1998年夏季长江多次洪峰这样的巨大灾害^[24]。

一直以来,高原涡的生成与发展机制往往被认为与高原的热力作用密切相关。夏季高原,特别是高原西部,受太阳辐射影响,感热是潜热的2倍以上,并且高原近地面的温度远远高于同位势的附近区域^[1-2],这使得高原西部静态稳定性急剧下降,引起对流不稳定,使得高原边界层辐合上升运动,即Ekman抽吸增强^[25-26]。高原边界层的风场本身就因复杂的地形而具有较强的水平切变和垂直切变^[19],很容易在Ekman抽吸作用下激发出高原涡的初始对流扰动。在边界层之上(300 hPa以上),非线性的涡度平流与底层Ekman抽吸引起的辐散相抵消。李国平等^[10]进一步将高原涡简化为一个考虑感热和摩擦的轴对称涡旋模型并指出它是由环境位涡梯度所激发出来的Rossby-惯性重力波。此外,潜热释放在高原涡的发展,特别是于高原东区的发展过程中有着重要作用^[12, 17-18, 27],在数值模式中,不考虑潜热作用的试验并不能产生与观测强度相当的高原涡活动,甚至无高原涡生成^[18, 28]。

尽管早年钱正安等^[29]指出在高原西部32.5°—34.5°N间近地层的正压不稳定有利于高原涡的形成,但近年来对高原涡的涡度和扰动能量的诊断却表明热力作用在高原涡发展中起着主导作用。一方面,感热、潜热

引起的非均匀加热通过向涡旋动能的转换和高原自身近地面动能的辐合一起促进了该区域对流和高原涡的发展^[9, 30]。另一方面,对流系统的上升(下降)气流可以将由低(高)层汇聚的正(负)涡度传输到对流层高(低)层,以抵消由高(低)层辐散(辐合)所产生的负(正)涡度,从而维持高原涡的涡度平衡^[31-32]。除此之外, Ye等^[26]发现高原涡的涡度通过非线性过程,分别向更大尺度的系统和次网格尺度的对流系统输送,输送的损失由高低层辐散辐合气流产生的所补充。这些诊断结果都一再论证了Wang^[25]提出的一个类似于热带气旋的高原涡生成机制模型。他指出高原上的边界层的感热激发高原近地面空气上升,使得高原周围空气向高原输送,其中,高原南侧的气流向高原输送后,又在低层激发了一个靠近地面的低压辐合区,这使得高原近地面辐合的空气有着源源不断的来自印度洋的水汽,水汽在抬升过程中释放潜热进一步促进了高原边界层的辐合上升,从而加强了从印度洋向高原的空气辐合和水汽输送并促进高原涡的进一步发展。高原上的天气系统移至高原东坡后如有足够的水汽条件,那么斜压转换项和扰动位势平流项就能增强涡旋动能,并通过扰动动能平流项来维持涡旋动能的平衡^[33]。

目前,多尺度相互作用下的高原涡及其东移演变机理上仍停留在对涡度和扰动能量方程的诊断,不同尺度之间相互作用对高原涡机制的生成和发展还不清楚^[19],尤其是其局地特征。局地多尺度相互作用一直是地球流体力学的难点问题,过去的几十年前人在方法上做了大量的工作,从能量学的角度讲,局地多尺度能量学分析存在两大难题,分别为局地多尺度分解场的能量表达以及尺度间能量传输的正确推导, Liang等^[34-36]、Liang^[37]最近关于的多尺度子空间变换(Multiscale Window Transform, MWT)和局地多尺度能量和涡度分析(localized Multiscale Energy and Vorticity Analysis, 简称为MS-EVA)的工作是这两个方面的主要进展,详见方法介绍部分。本文期望基于上述理论,对2013年5月的一次高原涡过程进行分析,旨在能对其生成和发展的动力学机制有新的认识。

1 资料

本文采用欧洲中期天气预报中心(ECMWF)提供的ERA5高时空分辨率的四维变分再分析数据集^[38]。ERA5数据集的水平分辨率为0.25°×0.25°,时间分辨率为1 h。本文使用的物理量包括位势、三维风场和温度,垂直方向上选取了1000~100 hPa每隔50 hPa的19个层次,水平方向上包含中国和南亚地区(10°—50°N, 60°—140°E),时间上使用了2013年5

月5日00时—6月16日15时整个时段内共计2¹⁰个时次的序列。

2 方法

本研究采用Liang等^[36]的多尺度子空间变换(MWT)、以及基于MWT的局地多尺度能量和涡度分析法^[34, 37]对我们的研究对象进行多尺度动力学诊断,其中尤为关键的是正则传输理论^[37]以及基于MS-EVA的局地的斜压不稳定和正压不稳定理论^[35]。该方法现已广泛运用于多个复杂的大气海洋多尺度动力学问题中,如风暴轴^[39-40]、阻塞高压^[41]、平流层爆发性增温^[42]、台风^[43-44]以及黑潮延伸体^[45-46]等的动力学研究。这里仅对该方法做一个简单的介绍,关于该方法的详细阐述以及其与传统方法的差别,请参阅文献^[37]。

2.1 多尺度子空间变换

20世纪,对高原涡的多尺度动力学的研究多是基于时间上的雷诺平均—扰动分解^[47-48],这样得到的扰动能量没有时间变化的信息,因而不适合用来研究非平稳过程。对此问题,前人多采用滤波器做尺度分离来予以解决,如对一个速度场 $u(t)$ 进行滤波: $u(t) = \bar{u}(t) + u'(t)$,其中 $\bar{u}(t)$ 和 $u'(t)$ 分别为滤波后得到的背景重构场和扰动场,它们还是随时间变化的函数。现在一个问题是,这样得到的多尺度场(如扰动场)的能量是什么?前人一般直接取重构场的平方,即 $[\bar{u}(t)]^2$ 与 $[u'(t)]^2$,作为各自的能量,非常遗憾,这在概念上就是错误的。现假设 $u(t)$ 包含两个尺度的过程:

$$u(t) = \underbrace{a_0 \cos \omega_0 t + b_0 \sin \omega_0 t}_{\bar{u}(t)} + \underbrace{a_1 \cos \omega_1 t + b_1 \sin \omega_1 t}_{u'(t)} \quad (1)$$

其中, ω_0 和 ω_1 分别为背景场和扰动场的频率,那么众所周知这两部分的能量是它们各自傅里叶系数的平方: $(a_0^2 + b_0^2)$ 与 $(a_1^2 + b_1^2)$,它们绝对不会等于即 $[\bar{u}(t)]^2$ 与 $[u'(t)]^2$!事实上,前者 $((a_0^2 + b_0^2)$ 与 $(a_1^2 + b_1^2))$ 是相空间上的概念,这里是常数,后者 $([\bar{u}(t)]^2$ 与 $[u'(t)]^2)$ 是物理空间的概念,这里是时间的变量,它们怎么可能相等?所以,过去的研究为了方便把 $[u'(t)]^2$ 视为涡动能的做法是完全错误的,这种所谓的“能量”只是一个有着能量量纲的数学量,在物理上没有意义。

为了克服传统的滤波器只给出相当于重构场,却无法用来表征多尺度能量的缺陷,Liang等^[36]发展了一套称作“多尺度子空间变换”(Multiscale Window Transform, MWT)的尺度分离工具。他们发现,在一些特殊的情况,存在着一对如傅里叶变换与逆傅里叶变换一般的“变换—重构对”,这种变换对

正是MWT及其对应的重构,即多尺度子空间重构(Multiscale Window Reconstruction, MWR)。MWR可给出传统意义上的滤波场(即重构场),而对应的MWT系数就可给出相应滤波场的能量。

在MWT框架下,式(1)中的两个不同时间尺度的过程分别对应着两个时间采样空间的变换系数 \hat{u}_n^{-0} 和 \hat{u}_n^{-1} ,其中 $\hat{(\cdot)}_n^{-\sigma}$ 表示对某一变量表示在第 n 时次、在子空间 ω (即包含某一特定尺度范围的函数子空间)上进行的MWT变换, $\omega = 0, 1$ 分别表示背景场子空间和涡动子空间,这两部分的能量正比于各自的MWT变换系数的平方,即 $(\hat{u}_n^{-0})^2$ 和 $(\hat{u}_n^{-1})^2$ 。对于本研究的问题,我们需要考虑包含背景场、涡动场以及高频场的三个子空间,分别用符号 $\omega = 0, 1, 2$ 予以表示。

2.2 局地多尺度能量分析

在MWT框架下,可以从包含温度 T 、三维风场 $\mathbf{v} = (u, v, \omega)$ 、位势 Φ 的等压坐标系中的原始方程出发推导出局地多尺度能量方程。如上所述, ω 子空间上的动能 K^σ 和有效位能 A^σ 为:

$$K^\sigma = \frac{1}{2} (\hat{\mathbf{v}}_h^{-\sigma} \cdot \hat{\mathbf{v}}_h^{-\sigma}), \quad (2)$$

$$A^\sigma = \frac{1}{2} c (\hat{T}^{-\sigma})^2, \quad (3)$$

其中, \mathbf{v}_h 是水平风速,系数 c 为重力加速度 g 、温度垂直递减率 L 和大气的定压比热容 c_p 的函数:

$c = \frac{g}{T(g/c_p - L)}$,根据原始方程组,Liang^[37]得到子空间 ω 的动能 K^σ 和有效位能 A^σ 的倾向方程分别为:

$$\frac{\partial K^\sigma}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^\sigma - \nabla \cdot \mathbf{Q}_P^\sigma - b^\sigma + \Gamma_K^\sigma + F_K^\sigma, \quad (4)$$

$$\frac{\partial A^\sigma}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^\sigma + b^\sigma + S_A^\sigma + \Gamma_A^\sigma + F_A^\sigma, \quad (5)$$

式中各项具体表达形式详见表1,表中未列的 Γ_K^σ 和 Γ_A^σ 分别是动能和有效位能方程中的残余项,代表了摩擦耗散过程和非绝热加热过程(如感热加热和潜热加热)^[39-42, 44]。

在以上的能量过程中,尤为重要是 Γ_A^σ 与 Γ_K^σ ,它们表征的是大气中一个尺度与另一个尺度间的能量传输,属于流体内部过程,是各种大气变化的内在成因,它们存在一个很好的性质,即满足以下守恒律:

$$\sum_{\omega} \sum_n \Gamma_n^\sigma = 0, \quad (6)$$

其中, \sum_n 和 \sum_{ω} 分别表示对所有时间样本和子空间的求和。其内在的物理意义是:能量在不同尺度子空间之间的传输只是一个能量的再分配过程,整体并不会产生或消耗能量,即能量守恒。注意:用传统的能量

表1 子空间 ω 上的多尺度能量方程 (单位: m^2/s^3) 各项的表达式, 其中 $\mathbf{v} = (u, v, \omega)$ 是三维速度矢量
Table 1 The expressions and interpretations for the energetics terms on scale window ω (unit: m^2/s^3), where $\mathbf{v} = (u, v, \omega)$ stands for the 3D velocity vector

$\partial K^\sigma / \partial t$	$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (\hat{\mathbf{v}}_h^\sigma \cdot \hat{\mathbf{v}}_h^\sigma)$	动能变率
$-\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^\sigma$	$-\frac{1}{2} \nabla \cdot [(\hat{\mathbf{v}}_h^\sigma)^\sigma \cdot \hat{\mathbf{v}}_h^\sigma]$	动能通量辐合, 即动能平流输运
$-\nabla \cdot \mathbf{Q}_p^\sigma$	$-\nabla \cdot [\hat{\mathbf{v}}^\sigma \hat{\phi}^\sigma]$	位势通量辐合, 即气压梯度力做功
b^σ	$\hat{\omega}^\sigma \hat{\alpha}^\sigma$	浮力转换 (子空间 ω 内动能和有效位能的相互转换)
Γ_K^σ	$\Gamma_K^\sigma = \frac{1}{2} \{ (\hat{\mathbf{v}}_h^\sigma)^\sigma \cdot \nabla \hat{u}^\sigma - [\nabla \cdot (\hat{\mathbf{v}}_h^\sigma)^\sigma] \hat{u}^\sigma \} + \frac{1}{2} \{ (\hat{\mathbf{v}}_h^\sigma)^\sigma \cdot \nabla \hat{v}^\sigma - [\nabla \cdot (\hat{\mathbf{v}}_h^\sigma)^\sigma] \hat{v}^\sigma \}$	向子空间 σ 的动能正则传输
$\partial A^\sigma / \partial t$	$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} (c(\hat{T}^\sigma)^2)$	有效位能变率
$-\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^\sigma$	$-\frac{1}{2} \nabla \cdot [c \hat{T}^\sigma (\hat{\mathbf{v}}_T^\sigma)]$	有效位能通量辐合, 即有效位能的平流输运
S_A^σ	$\frac{1}{2} \hat{T}^\sigma (\hat{\omega} T)^\sigma \frac{\partial c}{\partial p} + \frac{1}{T} (\hat{\omega} \alpha)^\sigma$	层结变化引起的有效位能变化 (通常很小可忽略)
Γ_A^σ	$\frac{1}{2} c [(\hat{\mathbf{v}}_T^\sigma)^\sigma \cdot \nabla \hat{T}^\sigma - \hat{T}^\sigma \nabla \cdot (\hat{\mathbf{v}}_T^\sigma)^\sigma]$	向子空间 σ 的有效位能正则传输

学方法得到的各种传输公式不满足这一性质, 为了与之相区分, Liang^[37]称之为“正则传输”(Canonical Transfer)。Liang等^[35]通过对郭晓岚正压模式的分析发现用传统的传输并不能表征该模型中的局地不稳定过程, 而用正则传输则可以精确地反映此结构。

值得注意的是 Γ_K^σ 和 Γ_A^σ 不仅包含了来自其他尺度的能量传输, 还有来自自身尺度的传输信息, 这部分传输因与不稳定性无关应予以剔除。为了简便起见, 本文使用 $\omega_0 \rightarrow \omega_1$ 来表示 ω_0 子空间向 ω_1 子空间的能量传输。如从背景子空间 ($\omega = 0$) 向涡动子空间 ($\omega = 1$) 的正则动能 (位能) 传输项用 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ ($\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$) 来表示, 该值为正则动能 (位能) 由平均流向天气尺度传输, 表明发生了正压 (斜压) 不稳定。图1给出了三个尺度子空间的能量循环示意图。与传统的Lorenz总能量循环相比, 这个循环在时间与空间上完全是当地的, 所以能用来研究任何局地与运动中的天气过程。

3 高原涡的结构与重构场

3.1 高原涡的环流特征

图2是此次高原涡生成至离开高原时不同等压面上的环流形势。前人指出在500 hPa上, 24日便可在高原东侧上看到一个有着明显的风场切变^[49], 其离开高原后于25日06时 (世界时, 下同) 发展成一次强而持续的西南涡过程。此时500 hPa的风场切变发展成一个从陕西跨越至孟加拉湾的近千公里的大槽; 对应地在200 hPa和850 hPa上, 分别存在一个浅槽和一个局地于四川盆地的闭合低压系统, 这就是著名的西南

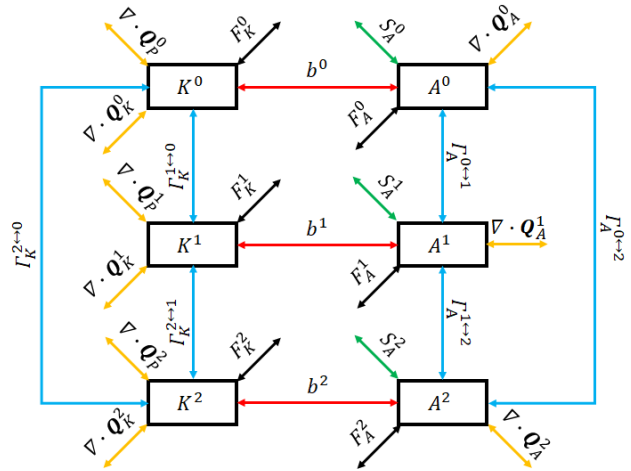


图1 三个尺度框架下的洛伦兹能量循环示意图。其中蓝色箭头表示正则传输过程, 红色是浮力转换过程, 黄色是同尺度输运、绿色是层结作用, 黑色是外力、耗散等过程
Fig. 1 A schematic of the local Lorenz cycle for a three-window decomposition. The arrows in blue stand for canonical transfers, and those in red, yellow, green, and black are for buoyancy conversions, transports, vertical stratifications, and external forces and dissipation processes, respectively

涡。西南涡移出四川盆地后先后经过湖北、河南、安徽、江苏, 并于27日在山东移入黄海^[49-52], 期间给途经的很多省份带来超历史同期的强降水, 甚至摧毁了一条青岛的百年栈道。高原涡东移出高原后形成西南涡的天气形势已有诸多分析, 本文不再赘述。此外, 从该图可以看出, 500 hPa在22日和24日在33°N、90°E附近先后出现了两个明显的低压槽, 前者 (图2中黑色三角形) 发展为《青藏高原低涡切变线年鉴 (2013)》^[53]中为编号C1320的高原涡, 于24日离开高原在甘肃南部消亡, 后者 (图2中绿色五角星) 加强为C1321号高原涡后东移下高原并引起四川盆地西南涡的生成, 虽然前人对于后续西南涡的环流特征及机制已经有较多研究, 但对于其前兆信号——高原上的低槽 (后文将展示, 从天气尺度重构场来看, 本质上是一次高原涡过程) 关注还较少, 因此, 本文将重点从多尺度动力角度讨论其主要特征及发展机制。

3.2 多尺度子空间重构场

一般认为高原涡的生命史在1~3 d^[2, 9, 18-19], 但近年来的统计发现24 h以下也存在着不小比例的高原涡^[14, 20-21]。为了了解控制此次高原涡系统的时间尺度, 本文采用Liu等^[54]改进的一个连续的小波功率谱工具对2013年5月—6月间青藏高原上的一个网格点 (32°N, 100°E) 的500 hPa位势进行小波变换 (图3)。从该序列做小波功率谱中可清晰地发现其主要由3种时间尺度的系统所控制: 1) 8~16 h的对流扰动;

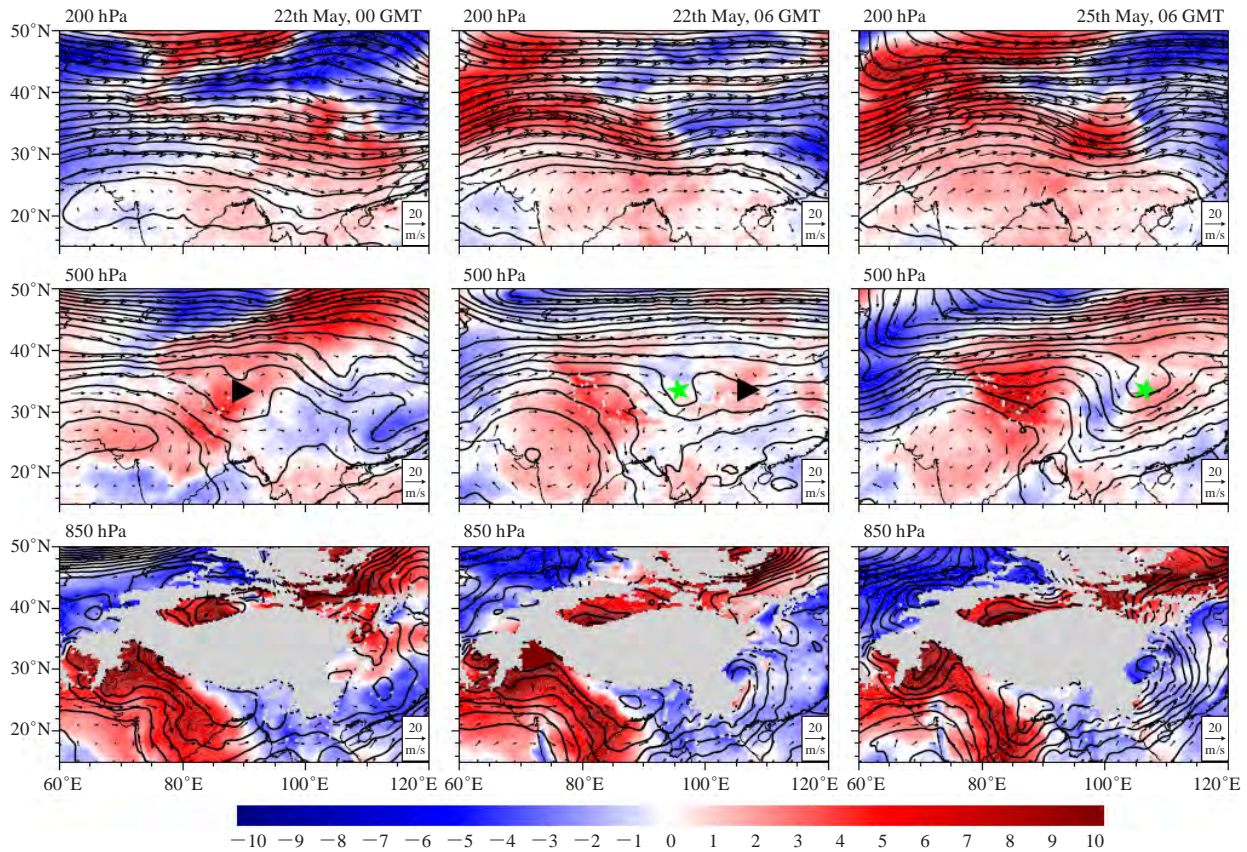


图2 此次高原涡在生成（2013年5月22日00时）、高原上发展（24日06时）、移出高原时（25日06时）不同等压面的位势（等值线，200 hPa间隔 $400 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ，500 hPa间隔 $200 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ，850 hPa间隔 $100 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ）、 $60^\circ\text{--}140^\circ\text{E}$ 间温度的纬向距平（阴影，单位： $^\circ\text{C}$ ）与水平风场（矢量）。500 hPa中黑色三角形是第C1320号高原涡，绿色五角星是本次个例（第C1321号）

Fig. 2 The geopotential (isoline, interval: $400/200/100 \text{ m}^2/\text{s}^2$ at 200/500/850 hPa, respectively), zonal temperature anomaly (deviation from zonal mean between $60^\circ\text{--}140^\circ\text{E}$) (shaded, unit: $^\circ\text{C}$), and horizontal velocity (vector) as the vortex generates (00:00 GMT, May 22), develops (06:00 GMT, May 24), and leaves the plateau (06:00 GMT, May 25). The black triangle at 500 hPa marks the plateau vortex No. C1320, and the green star marks the one studied in this paper (No. C1321)

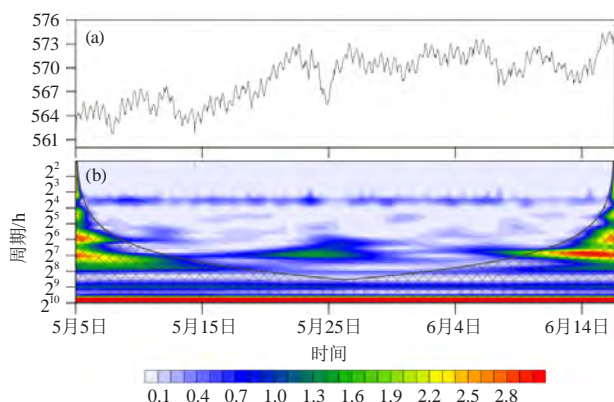


图3 2013年5月5日00时—6月16日15时青藏高原单点（ 32°N 、 100°E ）的位势时间序列（a）（单位： $100 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ）及其小波功率谱（b）

Fig. 3 The geopotential time series (a) (unit: $100 \text{ m}^2/\text{s}^2$) and its wavelet power spectrum (b) at 32°N , 100°E on Tibetan Plateau from 00:00 GMT on 5 May 2013 to 15:00 GMT on 16 June 2013

2) $32\sim 256 \text{ h}$ 的天气尺度扰动；3) 512 h 以上的背景场，刨除序列的边界效应对小波谱的影响，此次高原涡过程主要受 $32\sim 256 \text{ h}$ 的天气尺度扰动所控制，而对流扰动的能量在此次过程中不占主导地位。考虑到使用MWT进行尺度分离，本研究将按时间尺度将气象物理量分为3个尺度：包含大气低频变化的背景环流尺度子空间（ $t > 256 \text{ h}$ ，大约10 d以上），包含锋面过程和 α 中尺度的天气尺度子空间（ $32 \text{ h} < t < 256 \text{ h}$ ，大约1~10 d）和包含雷暴、重力内波等对流系统的高频尺度子空间（ $t < 32 \text{ h}$ ）。

背景环流尺度的位势重构场如图4所示，它表现出该地区典型的夏季环流特征，主要包括500 hPa上的西北太平洋副热带高压和孟加拉湾上空的槽以及200 hPa上的南亚高压。

位势的小波谱表明本次高原涡过程的结构主要体现在天气尺度，多尺度子空间变换的重构场也证实这

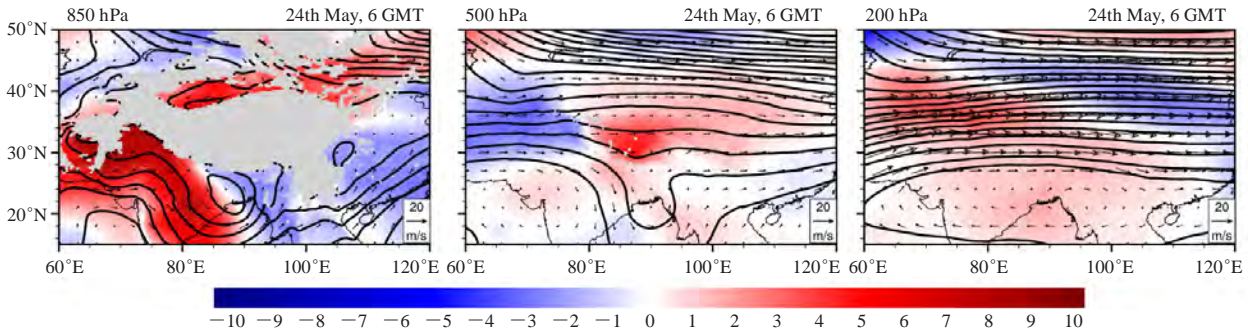


图4 同图2, 但为24日06时背景环流尺度位势与纬向温度异常
Fig. 4 Same as Figure 2, but for the basic flow window at 06:00 GMT on May 24

一点。对流层中高层中的原始场的槽/脊结构在天气尺度重构场中表现为闭合的低压/高压涡旋, 因此上述高原低槽过程本质上是一次高原涡过程。从天气尺度的重构场(图5)中可以看出, 24日500 hPa上的高原东区的风场切变表现为一个闭合的天气尺度低涡(图5中绿色五角星附近), 并且在200 hPa上, 该低涡表现

得更为明显(值得注意的是, 22日500 hPa上90°E附近的天气尺度低涡与此次过程无关的高原涡过程, 是23日便已移出高原)。上述分析表明该低涡的发展方向是自上而下而非常见的自下而上, 这与前人提出的高原涡自下而上发展的认识不同^[7, 55]。鉴于此, 下节我们将重点分析这类不常见的高原涡。

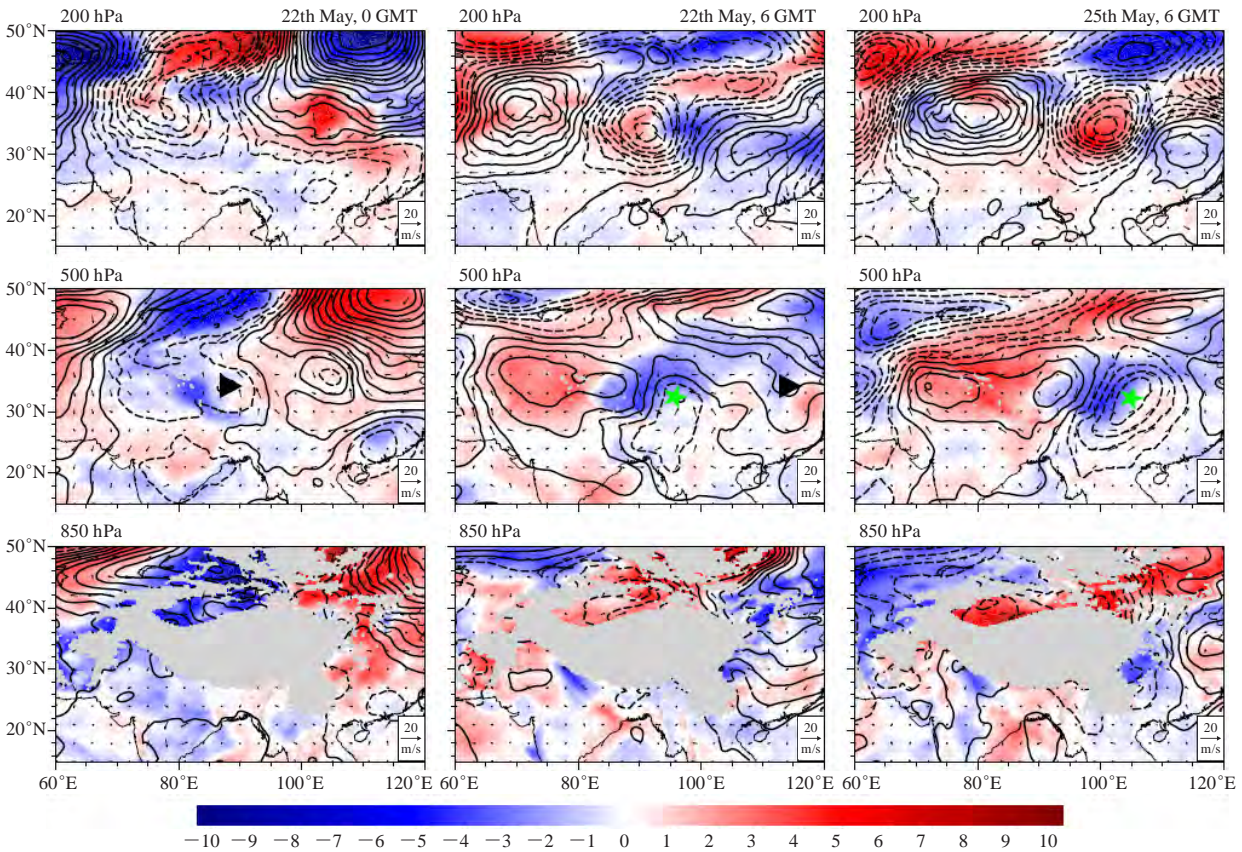


图5 同图2, 但为天气尺度, 且位势等值线间隔均为 $100 \text{ m}^2/\text{s}^2$
Fig. 5 Same as Fig. 2, but for the vortex window, and for a geopotential interval of $100 \text{ m}^2/\text{s}^2$

4 天气尺度涡旋发展的动力学机制

前人研究发现高原地区夏季的低压涡旋主要是自下而上激发的^[7, 55], 为何该天气尺度涡旋在对流层高层先出现并自上而下发展引发高原涡的呢? 本文使用

基于MWT发展的MS-EVA对其能量收支进行了诊断。

4.1 对流层高层天气尺度涡旋的发展机制分析

因为此次高原涡过程在对流层高层最为显著, 本节重点分析200 hPa上的多尺度动力过程。根据公式

(4)和(5)以及图1,对多尺度能量学方程中的各项进行了分析,发现主要的过程体现在以下几项,其具体特征如下:

图6是该天气尺度涡旋在生成、于高原上发展以及东移离开高原时的三个阶段的背景场与天气尺度空间之间的动能正则传输,正值为从背景场中获得动能,表明此局地系统正压不稳定,负值则相反,表明系统正压稳定。整体来看, $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 在对流层高层的强度要大于高原近地面,并随着涡旋的发展而增强。在200 hPa上,高原以西的45°N上空于21日移入一个天气尺度涡旋(图略)。该涡旋自西向东移动并于22日到达

高原西部,涡旋的南部(35°N)对应着一条正的东西向的 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 带,而位于40°—45°N的涡旋主体却处于负 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 区域,这表明该涡旋南部从背景场中获得动能,而涡旋主体将自身动能返还给背景场。到23日12时,40°—45°N的天气尺度涡旋消亡,而在35°N处已经发展成一个成熟的涡旋。此时35°N的天气尺度涡旋由正压不稳定获得的能量在东西侧表现出相反的特征——涡旋西侧从背景场中获得能量,而东侧向背景场传递能量。在500 hPa等压面,虽然未有明显的动能跨尺度传输,却出现了与高层一致的天气尺度的低涡。当涡旋移出高原变成西南涡时,这一特征更加明显。

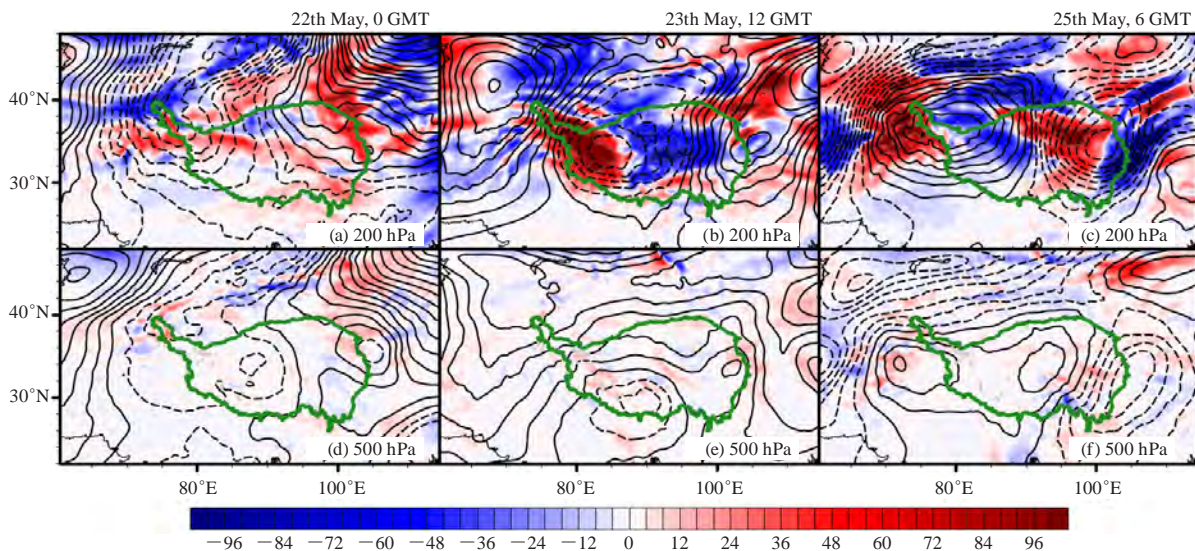


图6 天气尺度涡旋在生成(22日00时)、于高原上发展(23日12时)以及从高原东坡移出(25日06时)时的三个阶段的天气尺度位势(等值线间隔:100 m²/s²)以及背景场向天气尺度动能的正则传输($\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$,阴影,单位:10⁻⁴ m²/s³)。绿色等值线描绘了青藏高原的轮廓

Fig. 6 The synoptic-scale geopotential (isoline, interval: 100 m²/s²) and the canonical transfer of kinetic energy from the basic flow to the vortex ($\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$, shaded, unit: 10⁻⁴ m²/s³) as the vortex generates (00:00 GMT, May 22), develops (12:00 GMT, May 23), and leaves the plateau (06:00 GMT, May 25). The green isoline marks the contour of the Plateau

涡旋在高原上时,有效位能与动能的转换在200 hPa上与动能的正则传输类似,但其强度明显较弱(图7),当涡旋移出高原时,500 hPa上涡旋两侧有着大量的有效位能向动能的转换。

图8和图9分别表示动能在空间的输运以及气压梯度力做功,上述两种过程具有类似的特点,即使得涡旋西侧的动能减少而东侧的动能增加,这与前文讨论的动能正则传输的特征完全相反,表现为使得涡旋东西两侧动能平衡的特点。值得注意的是,在高原涡东移出高原时,其500 hPa上天气尺度有效位能向动能的转换、动能的输运以及气压梯度力做功都远大于反映正压不稳定的动能正则传输项,这与罗潇等^[33]的结果相似。

从上文的分析可以看出,涡旋东西两侧动能的来

源完全不同,表现为显著的东西两侧非对称特征,此外,200 hPa和500 hPa高度上,各能量项的表现特征也差异较大。总之,在涡旋三维空间的范围内,其不同高度、不同位置上的动力机制完全不同。以下我们对各个部分的动力机制进行分别讨论。

4.2 天气尺度涡旋演变中的能量收支

本节以涡旋在28°—38°N纬度带内300 hPa高度上的天气尺度重构场的高原涡中心经度为中心,按东西分为2个相位,分别平均了两个位相内对流层高层(100~300 hPa)与高原近地面(300~500 hPa)的天气尺度涡旋的动能(图10)和有效位能(图11)的能量收支。从能量收支上来看,高原涡的生成和发展经历了三个阶段:从中纬度涡旋主体中脱离并南移至高原(23日前,简记为S1),高原上空发展(23—25日,

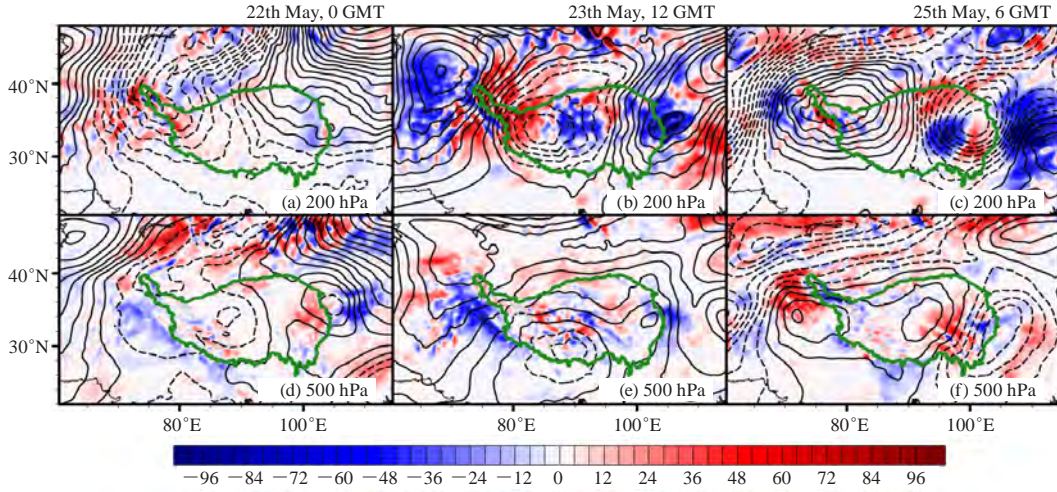


图7 同图6, 但为天气尺度有效位能向动能的转换 ($-b^1$)
Fig. 7 Same as Fig. 6, but for inverse buoyancy conversion ($-b^1$)

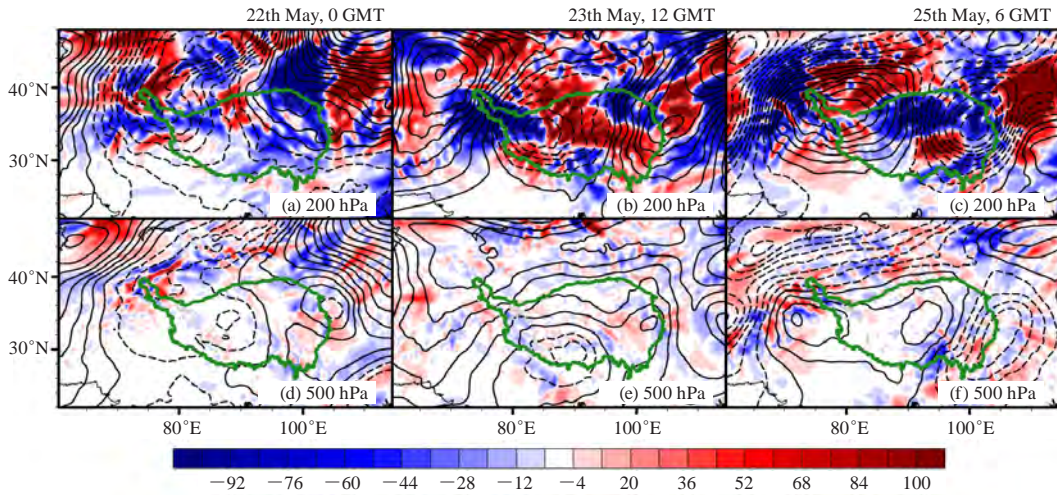


图8 同图6, 但为天气尺度动能在空间的运输 ($-\nabla \cdot Q_k^1$)
Fig. 8 Same as Fig. 6, but for the transport of kinetic energy ($-\nabla \cdot Q_k^1$)

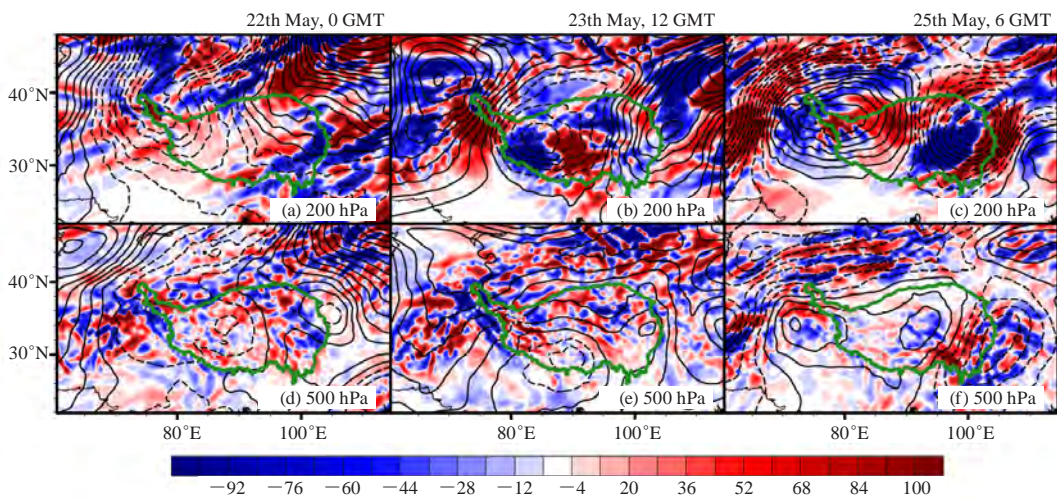


图9 同图6, 但为天气尺度气压梯度力做功 ($-\nabla \cdot Q_p^1$)
Fig. 9 Same as Fig. 6, but for pressure work ($-\nabla \cdot Q_p^1$)

记作S2)，下高原形成西南涡（25日后，记作S3）。

在S1阶段，涡旋主要是从对流层高层不稳定的背景场（图6，图10a、10b，图11a、11b）中获取能量。高原上35°N附近的带状不稳定区（正压、斜压同时失稳（ $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1} > 0$ 且 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1} > 0$ ），且正压不稳定强于斜压）加强了主体在40°N以北的天气尺度旋涡南侧的动能，并使涡旋南侧脱离主体南移至高原上空。对流层高层天气尺度动能的水平非局地过程

（ $-\nabla_h \cdot \mathbf{Q}_*^1 = -\nabla_h \cdot \mathbf{Q}_K^1 - \nabla_h \cdot \mathbf{Q}_p^1$ ）^[45]和有效位能通量的水平辐合辐散（ $-\nabla_h \cdot \mathbf{Q}_A^1$ ）在槽前（图10b和图11b）槽后（图10a和图11a）相互抵消，西区（图10a）位势通量的垂直散度（ $-\nabla_p \cdot \mathbf{Q}_p^1$ ，其中下标 p 表示物理量在 p 坐标下的垂直分量）是动能的汇。这一阶段的近地面的天气尺度能量收支较小，仅有一些水平方向的能量通量在近地面西侧（图10c和图11c）积累能量。

在S2阶段，涡旋在高原上向东移动并迅速加强，

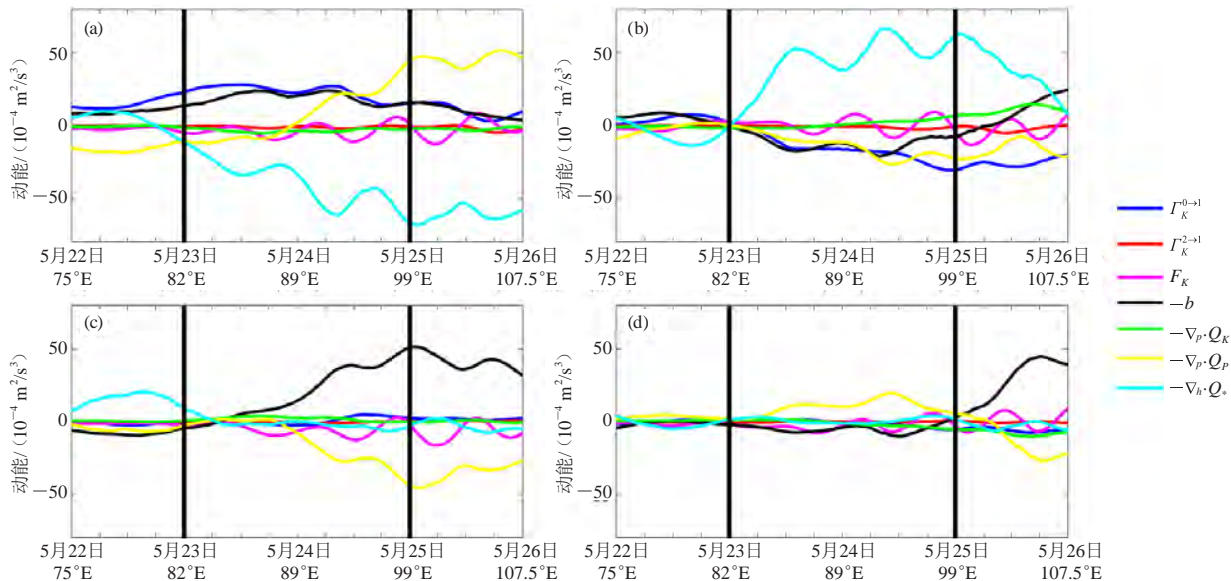


图10 以涡旋在28°—38°N纬度带内300 hPa高度上的中心经度为中心，东（记为东区）西（记为西区）方向各取8个经度，计算得到的28°—38°N内区域平均的动能收支

(a) 西区对流层高层（100~300 hPa）；(b) 同图10a，但为东区；(c) 同图10a，但为高原近地面（300~500 hPa）；(d) 同图10c，但为西区

Fig. 10 The locally averaged kinetic energy budgets. The averaging is taken over the eastern domain (28°–38°N, 8 degrees in longitude eastward from the vortex center at 300 hPa) and western domain (28°–38°N, 8 degrees in longitude westward from the vortex center at 300 hPa), respectively.

(a) The western domain averaged budget in the upper troposphere (100–300 hPa). (b) Same as Fig. 10a, but for the eastern domain averaged budget. (c) Same as Fig. 10a, but for 300–500 hPa. (d) Same as Fig. 10c, but for the western domain averaged budget

其能量收支也有明显的变化。涡旋西侧（图10c和图11c）高原近地面层斜压不稳定并有着较强的非绝热加热，通过浮力转换为动能的源，而位势通量的垂直辐散（ $-\nabla_p \cdot \mathbf{Q}_p^1$ ）则是动能的汇。高层西区（图10a）动能的源与S1阶段相似——主要是两类不稳定（ $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 和 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ ）——但位势通量的垂直散度从汇（辐散）逐渐转变为动能的源（辐合）并不断加强。该区域动能汇则是被动能的水平非局地项（ $-\nabla_h \cdot \mathbf{Q}_*^1$ ）所取代，而高层东区（图10b）的能量收支则与西区（图10a）相反，表明西区的动能通过动能的水平非局地项向东区平流，并在东区通过浮力转换为有效位能、向背景场传输以及位势通量的垂直辐散来耗散。高层有效位能水平通量虽大，但东西两区（图11a、11b）的趋势相反，并且没有对涡旋动能有直接的影

响。在东侧高原近地面（图10d），动能主要来源于位势通量的垂直辐合，其他几项并不重要。

在S3阶段，涡旋离开高原东移进入四川盆地，涡旋区域内的非局地项分布与S2阶段依旧相似。对流层高层的涡旋西侧（图10a和图11a）的局地不稳定项（ $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 和 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ ）持续减弱，但近地面（图11c）非绝热加热与斜压不稳定通过浮力转换仍旧为动能提供能量，此时，东侧（图11d）斜压失稳以及非绝热加热天气尺度系统发展的重要源，这与前人发现的长生命史西南涡在生成时就已有很强的斜压性相一致^[56-57]。

在MS-EVA框架下天气尺度涡旋的高低空能量通过天气尺度动能、有效位能以及位势的垂直通量所联系。相较于较小的动能和有效位能的垂直通量，位势的

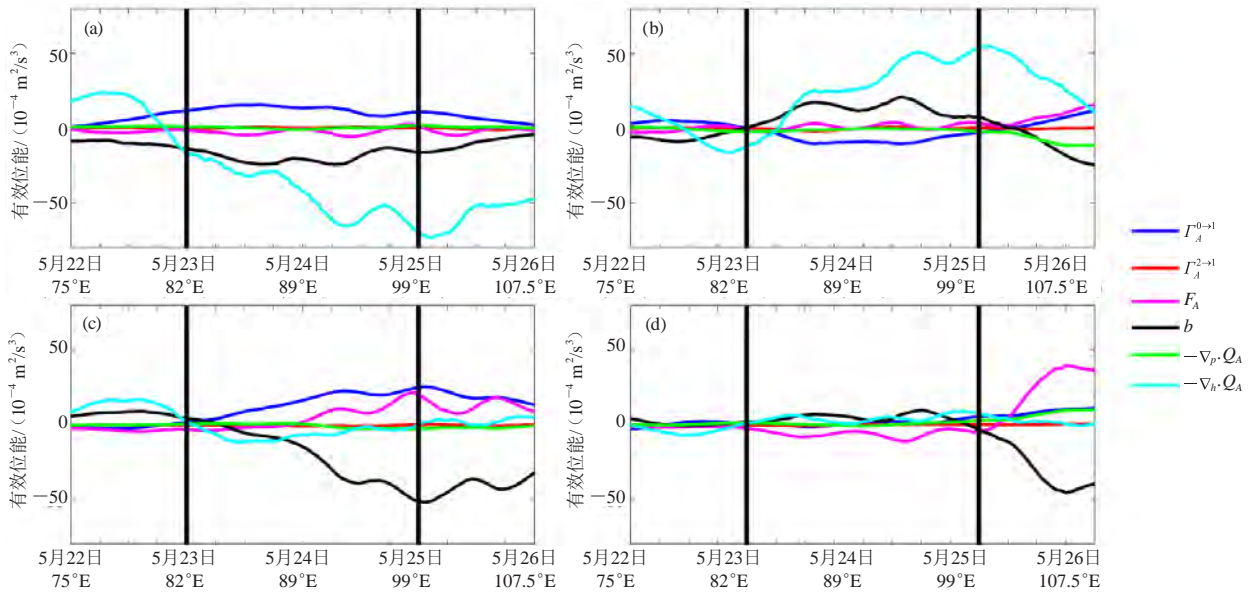


图11 同图10，但为有效位能
Fig. 11 Same as Fig. 10, but for available potential energy

垂直通量在高原涡发展过程中起到重要的作用。图12展现了其在高原涡发展过程三个阶段中的作用。在S1阶段，涡旋主要通过高层的正斜压不稳定获得动能，

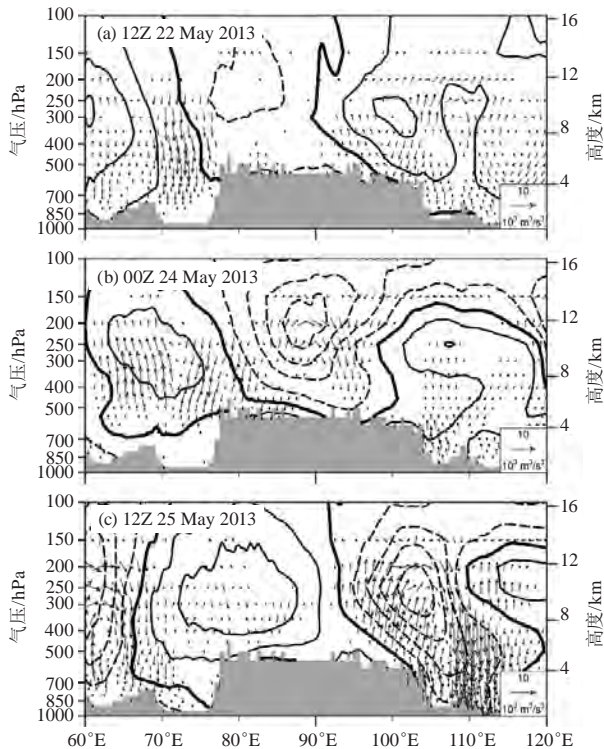


图12 28°—38°N内经向平均的位势通量（矢量为纬向位势通量和放大100倍的垂直位势通量，单位： $1000 \text{ m}^3/\text{s}^3$ ）与33°N的天气尺度位势（等值线间隔： $100 \text{ m}^2/\text{s}^2$ ）

Fig. 12 Meridionally averaged geopotential flux over 28°—38°N (2D vector, with vertical component magnified by 100 times for clarity; unit: $1000 \text{ m}^3/\text{s}^3$), and the synoptic-scale geopotential at 33°N (isoline, interval: $100 \text{ m}^2/\text{s}^2$)

并在通过涡旋西侧向下的位势的垂直通量将高层的动能向下输运；在S2阶段，高原近地面的出现了局地能量来源（非绝热加热和斜压不稳定），并且能量的非局地项开始显著影响涡旋的能量收支，涡旋西侧高原近地面层的动能通过向上的位势通量向高层输运，而在高层，通过动能的水平非局地项向东区输运，再通过东区向下的位势通量影响高原近地面，通过垂直方向的位势通量，将西区的能量不断转移至东区，并促进了涡旋内部的能量循环并有利于在高空涡旋向下在东侧引起低涡环流。当开始下高原时（S3阶段），东侧的向下的位势通量迅速加强，将对流层中高层的涡旋以及能量拉伸或输运到涡旋东侧，即四川盆地的近地面层，从而引起了一次强烈的西南涡过程。

5 结论

通常认知下高原涡是自下而上发展的，而本文所讨论的高原涡过程却表现为自上而下发展的特征。为了探讨其动力学成因，本研究利用一套数学和物理上严格的多尺度分离工具，即多尺度子空间变换（MWT），以及基于该工具发展的局地多尺度能量分析法（MS-EVA）从多尺度的角度探讨了其发生和发展的机制。首先，本文将此次过程按时间尺度分解到高频尺度（ $<32 \text{ h}$ ）、天气尺度（ $32 \sim 256 \text{ h}$ ）、背景环流尺度（ $>256 \text{ h}$ ）三个子空间中，并在该三个尺度的框架下对各尺度的能量收支进行了诊断，并基于此分析了其多尺度动力学过程。我们发现此次涡旋以及该涡旋信号可追溯至21日青藏高原西北侧200 hPa上40°—45°N间的天气尺度低涡，当该涡旋经过高原

西北部时,其南部受到背景场的能量级串而独立于 40° — 45° N的涡旋主体并向高原移动。我们注意到,在涡旋到达高原前,其整体的斜压不稳定的作用不明显。此前众多研究已经表明,典型的斜压不稳定具有“底层捕获”(bottom-trapped)的特征(例如,文献[58-63]),其主要信号应该先体现在底层,这正是众多研究中发现的强斜压性高原涡一般表现为“自下而上”发展的理论原因,而本文的分析结果显示,此次高原涡在生成阶段与典型斜压不稳定导致的高原涡具有明显的不同。图2表明,此次高原涡环流结构首先出现在200 hPa的高层,而此时靠近地面的500 hPa上尚未有高原涡的信号,表明这并非典型的斜压不稳定导致的高原涡。进一步分析表明,在生成阶段,200 hPa上高原涡环流是由于正压不稳定导致的,高原西侧向下的垂直

位势通量将高层获得的动能向下输运(图13a),从而使得此次高原涡首先出现在上层,随后下层的结构才得以发展,呈现出“自上而下”发展的特征。

在高原上,涡旋东西侧的动力学过程近乎完全相反(图13b)。总体来说,涡旋西侧高原近地面层的斜压不稳定与非绝热加热增强局地的天气尺度有效位能,通过浮力转换为动能,并利用位势通量输运到对流层高层,高层通过动能的水平非局地过程将低层的位势通量以及高层自身因正斜压失稳从背景场中获得的动能转移到东侧,并通过位势通量向下输运。涡旋离开高原东移至盆地附近时,西侧的动力学过程不变,但东侧中下层出现的天气尺度非绝热加热(图13c)有利于其进一步发展。

总之,2013年5月下旬的这次高原涡是由上而下

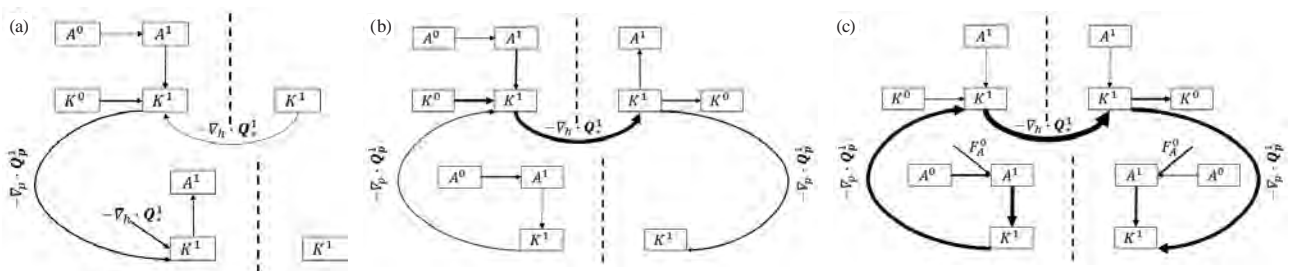


图13 涡旋在高原上发展的三个阶段(a: S1阶段; b: S2阶段; c: S3阶段)的天气尺度能量收支示意图。上下层分别为对流层高层与高原近地面,虚线左(右)侧为涡旋的西(东)侧

Fig. 13 Synoptic scale energy budgets on the three stages of the vortex over the Plateau: (a) S1, (b) S2, (c) S3. The upper and lower layers respectively represent the upper troposphere and the plateau near the ground. The left (right) to the dotted line is the western (eastern) side of the vortex

生成的,这与传统的认知大不相同。一般认为,高原上的天气系统多是由近地面感热、潜热等斜压过程自下而上触发或发展的,而此涡生成机制主要为背景环流的正压失稳,并且主要作用于高层,之后所得能量通过气压梯度力做功向下输运,使高原涡东移下高原演变为盆地西南涡,并最终导致大范围强降水的灾害性天气过程。

致谢:感谢南京信息工程大学高性能计算中心为本文的数值计算提供依托。

参考文献

- [1] 叶笃正, 罗四维, 朱抱真. 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, 1957, 28(2): 108-121.
- [2] 叶笃正, 高由德. 青藏高原气象学. 北京: 科学出版社, 1979.
- [3] Gao Y, Tang M, Luo S, et al. Some aspects of recent research on the Qinghai-Xizang Plateau meteorology. Bull Amer Meteorol Soc, 1981, 62(1): 31-35.
- [4] 朱抱真. 大地形对青藏高原夏季低层大气环流的动力作用. 科学通报, 1985, 30(13): 1005-1007.
- [5] Yanai M, Li C, Song Z. Seasonal heating of the Tibetan Plateau and its effects on the evolution of the Asian summer monsoon. J Meteorol Soc Jpn Ser II, 1992, 70(1B): 319-351.
- [6] Wu G, Liu Y, Zhang Q, et al. The influence of mechanical

and thermal forcing by the Tibetan Plateau on Asian climate. J Hydrometeorol, 2007, 8(4): 770-789.

- [7] Zhao P, Xu X, Chen F, et al. The third atmospheric scientific experiment for understanding the Earth-Atmosphere Coupled System over the Tibetan Plateau and its effects. Bull Amer Meteorol Soc, 2017, 99(4): 757-776.
- [8] Smith R B. 100 years of progress on mountain meteorology research. Meteorol Monogr, 2018, 59: 20.1-20.73.
- [9] 罗四维, 何梅兰, 刘晓东. 关于夏季青藏高原低涡的研究. 中国科学(B辑), 1993, 23(7): 778-784.
- [10] 李国平, 刘晓冉, 黄楚惠, 等. 夏季青藏高原低涡结构的动力学研究. 成都信息工程学院学报, 2011, 26(5): 461-469.
- [11] Feng X, Liu C, Fan G, et al. Climatology and structures of southwest vortices in the NCEP climate forecast system reanalysis. J Clim, 2016, 29(21): 7675-7701.
- [12] Wang W, Kuo Y H, Warner T T. A diabatically driven mesoscale vortex in the lee of the Tibetan Plateau. Mon Wea Rev, 1993, 121(9): 2542-2561.
- [13] 陈贝, 高文良. 引发四川盆地西南地区暴雨的高原涡特征分析. 高原山地气象研究, 2015, 35(1): 9-15.
- [14] Feng X, Liu C, Rasmussen R, et al. A 10-yr climatology of Tibetan Plateau vortices with NCEP climate forecast system reanalysis. J Appl Meteorol Climatol, 2013, 53(1): 34-46.
- [15] Zhang P, Li G, Fu X, et al. Clustering of Tibetan Plateau vortices by 10-30-day intraseasonal oscillation. Mon Wea Rev, 2013, 142(1): 290-300.
- [16] 关良, 李栋梁. 青藏高原低涡的客观识别及其活动特征. 高原气象, 2019, 38(1): 55-65.
- [17] Zhang F, Wang C, Pu Z. Genesis of Tibetan Plateau vortex: roles

- of surface diabatic and atmospheric condensational latent heating. *J Appl Meteorol Climatol*, 2019, 58(12): 2633-2651.
- [18] Wang B, Orlanski I. Study of a heavy rain vortex formed over the eastern flank of the Tibetan Plateau. *Mon Wea Rev*, 1987, 115(7): 1370-1393.
- [19] 李国平. 高原涡、西南涡研究的新进展及有关科学问题. *沙漠与绿洲气象*, 2013, 7(3): 1-6.
- [20] Lin Z. Analysis of Tibetan Plateau vortex activities using ERA-Interim data for the period 1979-2013. *J Meteorol Res*, 2015, 29(5): 720-734.
- [21] Curio J, Schiemann R, Hodges K I, et al. Climatology of Tibetan Plateau vortices in reanalysis data and a high-resolution global climate model. *J Clim*, 2018, 32(6): 1933-1950.
- [22] Tao S, Ding Y. Observational evidence of the influence of the Qinghai-Xizang (Tibet) Plateau on the occurrence of heavy rain and severe convective storms in China. *Bull Am Meteorol Soc*, 1981, 62(1): 23-30.
- [23] 江吉喜, 范梅珠. 夏季青藏高原上的对流云和中尺度对流系统. *大气科学*, 2011, 26(2): 263-270.
- [24] 郁淑华. 夏季青藏高原低涡研究进展述评. *暴雨灾害*, 2008, 27(4): 367-372.
- [25] Wang B. The development mechanism for Tibetan Plateau warm vortices. *J Atmos Sci*, 1987, 44(20): 2978-2994.
- [26] Ye D Z, Wu G X. The role of the heat source of the Tibetan Plateau in the general circulation. *Meteorol Atmos Phys*, 1998, 67(1): 181-198.
- [27] Fu S M, Mai Z, Sun J H, et al. Impacts of convective activity over the Tibetan Plateau on plateau vortex, southwest vortex, and downstream precipitation. *J Atmos Sci* 2019, 76(12): 3803-3830.
- [28] Chang C P, Yi L, Chen G T. A numerical simulation of vortex development during the 1992 east Asian summer monsoon onset using the navy's regional model. *Mon Wea Rev*, 2000, 128(6): 1604-1631.
- [29] 钱正安, 单扶民, 吕君宁, 等. 1979年夏季青藏高原低涡的统计及低涡产生的气候因子探讨. *青藏高原气象科学实验文集(二)*. 北京: 科学出版社, 1984.
- [30] 杨洋, 罗四维. 夏季青藏高原低涡的能量场分析. *应用气象学报*, 1992: 3(2), 198-205.
- [31] 杨伟愚, 叶笃正, 吴国雄. 夏季青藏高原气象学若干问题的研究. *中国科学(B)* 辑, 1990, 20(10): 1100-1111.
- [32] 杨伟愚, 叶笃正, 吴国雄. 夏季青藏高原热力场和环流场的诊断分析—III: 环流场稳定维持的物理机制. *大气科学*, 1992, 16(4): 409-426.
- [33] 罗潇, 李国平. 一次东移型高原切变线过程的扰动动能特征. *气象科学*, 2019, 39(2): 226-236.
- [34] Liang X S, Robinson A R. Localized multiscale energy and vorticity analysis: I. Fundamentals. *Dyn Atmos Oceans*, 2005, 38(3): 195-230.
- [35] Liang X S, Robinson A R. Localized multi-scale energy and vorticity analysis: II. Finite-amplitude instability theory and validation. *Dyn Atmos Oceans*, 2007, 44(2): 51-76.
- [36] Liang X S, Anderson D G M. Multiscale window transform. *Multiscale Model Simul*, 2007, 6(2): 437-467.
- [37] Liang X S. Canonical transfer and multiscale energetics for primitive and quasigeostrophic atmospheres. *J Atmos Sci*, 2016, 73(11): 4439-4468.
- [38] Hersbach H, Bell B, Berrisford P, et al. ERA5 hourly data on pressure levels from 1979 to present. Copernicus Climate Change Service (C3S) Climate Data Store (CDS). 2018 (Accessed on 06-12-2020), url: <https://doi.org/10.24381/cds.bd0915c6>.
- [39] 赵远冰, 梁湘三, 朱伟军. 东亚地区南北两个风暴源地中风暴的结构和动力学差异. *气象学报*, 2018, 76(5): 663-679.
- [40] Zhao Y B, Liang X S. Causes and underlying dynamic processes of the mid-winter suppression in the North Pacific storm track. *Sci China Earth Sci*, 2019, 62(5): 872-890.
- [41] Ma J, Liang X S. Multiscale dynamical processes underlying the wintertime Atlantic blockings. *J Atmos Sci*, 2017, 74(11): 3815-3831.
- [42] Xu F, Liang X S. On the generation and maintenance of the 2012/13 sudden stratospheric warming. *J Atmos Sci*, 2017, 74(10): 3209-3228.
- [43] 赵华睿, 吴立广, 梁湘三. MWT方法在分离台风环流中初步应用. *气象科技进展*, 2015, 5(6): 31-36.
- [44] Wang L, Liang X S. A diagnosis of some dynamical processes underlying a higher-latitude typhoon using the multiscale window transform. *Atmosphere*, 2017, 8(12): 118.
- [45] Yang Y, Liang X S, Qiu B, et al. On the decadal variability of the eddy kinetic energy in the Kuroshio Extension. *J Phys Oceanogr*, 2017, 47(5): 1169-1187.
- [46] Yang Y, Liang X S. The intrinsic nonlinear multiscale interactions among the mean flow, low frequency variability and mesoscale eddies in the Kuroshio region. *Sci China Earth Sci*, 2019, 62(3): 595-608.
- [47] Lorenz E N. Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, 1955, 7(2): 157-167.
- [48] von Storch J, Eden C, Fast I, et al. An estimate of the Lorenz energy cycle for the world ocean based on the STORM/NCEP simulation. *J Phys Oceanogr*, 2012, 42(12): 2185-2205.
- [49] 朱男男, 刘彬贤, 孙密娜, 等. 引发渤海风风暴潮一次江淮气旋北上过程诊断分析. *气象与环境学报*, 2016, 32(5): 10-17.
- [50] 程锦霞. 2013年5月河南一次大暴雨成因分析及数值预报检验. *气象与环境科学*, 2014, 37(2): 42-48.
- [51] 崔恒立, 赵宇, 王东仙, 等. 引发暴雨的低涡发生发展机制分析. *灾害学*, 2016, 31(2): 30-36.
- [52] Wang X, Liu Y. Causes of extreme rainfall in May 2013 over Henan Province: the role of the southwest vortex and low-level jet. *Theor Appl Climatol*, 2017, 129(1): 701-709.
- [53] 中国气象局成都高原气象研究所, 中国气象学会高原气象学委员会. *青藏高原低涡切变线年鉴(2013)*. 北京: 科学出版社, 2015.
- [54] Liu Y G, Liang X S, Weisberg R H. Rectification of the bias in the wavelet power spectrum. *J Atmos Ocean Technol*, 2007, 24(12): 2093-2102.
- [55] 朱抱真. 关于高原山地对大尺度过程的动力作用的研究. *高原气象*, 1984, 3(4): 34-44.
- [56] Fu S, Li W, Sun J, et al. Universal evolution mechanisms and energy conversion characteristics of long-lived mesoscale vortices over the Sichuan Basin: Universal evolution and energy features of the southwest vortex. *Atmos Sci Lett*, 2015, 16(2): 127-134.
- [57] Feng X, Liu C, Fan G, et al. Climatology and structures of southwest vortices in the NCEP climate forecast system reanalysis. *J Clim*, 2016, 29(21): 7675-7701.
- [58] Charney J G. The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J Meteorol*, 1947, 4(5): 136-162.
- [59] Kuo H L. Three-dimensional disturbances in a baroclinic zonal current. *J Meteorol*, 1952, 9(4): 260-278.
- [60] Green J S A. A problem in baroclinic stability. *Q J R Meteorol Soc*, 1961, 87(372): 255-255.
- [61] Bretherton F P. Critical layer instability in baroclinic flows. *Q J R Meteorol Soc*, 1966, 92(393): 325-334.
- [62] Edmon H J, Hoskins B J, McIntyre M E. Eliassen-palm cross sections for the troposphere. *J Atmos Sci*, 1980, 37(12): 2600-2616.
- [63] Zhao Y B, Liang X S. Charney's model—the renowned prototype of baroclinic instability—is barotropically unstable as well? *Adv Atmos Sci*, 2019, 36(7): 733-752.