

# 大西洋阻塞高压上层冷中心的成因

马继望<sup>①②</sup> 梁湘三<sup>②③\*</sup>

① 山东省气象台, 山东 济南 250031;

② 南京信息工程大学 大气科学学院, 江苏 南京 210044;

③ 南京信息工程大学 海洋科学学院, 江苏 南京 210044

\* 联系人, E-mail: san@ pacific.harvard.edu

2017-06-01 收稿, 2017-06-15 接受

国家自然科学基金资助项目( 41975064; 41475038); 山东省气象局青年基金项目( 2018SDQN02)

**摘要** 基于 ERA-40 再分析资料以及多尺度子空间变换和多尺度能量分析方法, 探讨了大西洋阻塞高压平流层底部冷中心的形成机制, 发现该冷中心形成的根本原因为 16 d 以下( 高频尺度) 和 64 d 以上过程( 基本气流) 向阻高尺度有效位能的正则传输, 所获得有效位能在阻高尺度内被输运到西北和东南侧, 并转换成动能, 起到使阻高强度增加或者维持的作用。这种过程在西北侧表现得尤为明显, 这可能是阻高形态不断向西北侧扩展的原因。在传统的认知中, 大气有效位能在大尺度向小尺度传输, 但本研究却发现, 阻高发生时, 有效位能在平流层底部的传输方向表现为从高频尺度和基本气流尺度同时向阻高尺度传输。此外, 前人的研究表明, 阻高发展加强之后对流层中阻高动能向有效位能转化使得阻高消亡, 而本文的分析表明两种能量的转换方向在平流层底部完全相反——由有效位能向动能转换, 起到了使阻高加强或维持的作用。最近的研究表明对流层顶附近的动力学对于阻高的发展和维持非常重要, 上述发现增进了对这些动力学深层的了解。

**关键词**  
阻塞高压;  
冷中心;  
多尺度过程;  
多尺度子空间  
变换;  
正则传输

阻塞高压( 简称阻高, 下同) 作为中高纬度地区最重要的低频信号, 具有大振幅、准静止的特征, 能够在发生地区维持较长时间并且使西风气流发生分支( 绕流), 进而直接或间接影响发生地及上下游的天气和短期气候, 对极端天气发生也起到了重要作用( 李崇银等, 2019; 王倩等, 2019), 是学界几十年来重点关注的现象之一。

关于阻高机制的理论研究, 众多研究采用的方法和侧重角度各有不同, 对于阻高生消的具体机制解释也存在差异, 但几乎所有的研究都指出了非线性( 不同尺度相互作用) 对阻高发展演变的重要作用, 如多平衡态( Charney and DeVore, 1979; Charney et al., 1981)、共振理论( Tung and Lindzen, 1979)、Modon( 曾庆存, 1979; McWilliams, 1980)、天气波动强迫( Austin, 1980; Shutts, 1983)、孤立波( Long,

1964; 刘式达和刘式适, 1982; Luo and Ji, 1988; Butchart et al., 1989; Huang et al., 2007; Lou and Huang, 2017)、天气尺度涡动和低频流反馈( Jin et al., 2006; Jin, 2010)、选择性吸收( Yamazaki and Itoh, 2013a, 2013b)、多尺度相互作用模型( Luo et al., 2014, 2019), 以及类比“交通阻塞”提出的理论( Nakamura and Huang, 2018) 等都是基于非线性的模型。

与理论研究相洽, 众多诊断研究也从不同角度探讨了真实大气中阻高的不同尺度相互作用过程( Green, 1977; Illari, 1984; Holopainen and Fortelius, 1987; Mullen, 1987; Tsou and Smith, 1990; 智协飞, 1993; 刘辉等, 1995; Nakamura et al., 1997; Park et al., 2015), 其中能量学由于在空间域和时间域内都能较为方便地诊断波波以及波流相互作用, 故成为

引用格式: 马继望, 梁湘三. 2020. 大西洋阻塞高压上层冷中心的成因[J]. 大气科学学报, 43(3): 469-480.

Ma J W, Liang X S. 2020. On the formation of the upper cold center of the Atlantic blockings[J]. Trans Atmos Sci, 43(3): 469-480. doi: 10.13878/j.cnki.dqkxxb.20170601002. (in Chinese).

探讨阻高过程多尺度相互作用最为重要的方向之一 (Hansen and Chen, 1982; Hansen and Sutera, 1984; 缪锦海, 1984; 银燕和陈久康, 1992; 陈久康和银燕, 1993; Hansen and Sutera, 1993; 张培忠, 1998; Fournier 2003)。然而, 由于研究工具的限制, 前人在探讨多尺度能量传输的过程中不同程度地损失了时间或空间上的局地信息 (Ma and Liang, 2017)。针对上述问题, Ma and Liang (2017) 利用新发展的一套基于多尺度子空间变换 (Liang and Anderson, 2007) 的局地多尺度能量分析方法 (Liang, 2016), 系统分析了阻高的局地多尺度动能和有效位能的演变特征和机制, 发现阻高动能和有效位能在时间和空间上都具有明显的局地特征, 集中于阻高附近且随阻高信号西移。动能的演变可大致分为生成、发展和消亡三个阶段, 而有效位能则体现为前后两个极大值阶段。对阻高的生消机制做进一步分析, 发现阻高生成的机制为压力做功和天气尺度强迫, 而后者使阻高继续发展加强, 最后阻高动能转换成阻高中心的局地有效位能而消亡。此外, 他们还指出, 从局地动能传输的角度来看, 天气尺度动能强迫与阻高动能增长同位相, 丰富了 Mullen (1987) 和智协飞 (1993) 等研究中发现的天气尺度强迫与阻高存在  $\pi/2$  位相差的认识。李刚等 (2020) 在一次个例研究中也证实了天气尺度同位相强迫的特征。Ma and Liang (2017) 还从有效位能的角度讨论了阻高 300 hPa 以下暖中心结构的形成和维持机理, 发现阻高在前后两个阶段暖中心结构能够维持的原因分别为尺度间相互作用 (斜压失稳) 和尺度内的浮力转换。Ma and Liang (2017) 重点分析了 300 hPa 以下阻高的暖中心特征及形成机制, 但发现大西洋阻高在 300 hPa 以上的平流层底部还存在冷中心, Cheung et al. (2012) 在分析乌拉尔山阻高时也有类似发现。Ma and Liang (2017) 以及 Cheung et al. (2013) 的上述结论分别从 ERA-40 (Uppala et al., 2005) 和 NCEP-NCAR (Kalnay et al., 1996) 两套再分析资料中得出。此外, Brunner and Steiner (2017) 通过无线电掩星观测资料发现阻高在北大西洋、北太平洋和南太平洋 3 个最易发的地区均具有平流层底部的冷中心结构。以上结果说明, 平流层底部冷中心结构是阻高的普遍特征。研究显示, 对流层顶附近的动力和热力过程对阻高的生成和发展有显著影响 (Maddison et al., 2019; Steinfeld and Pfahl, 2019; Steinfeld et al., 2020), 因上述冷中心集中于对流层顶附近的平流层底部, 故可能对于阻高的演变起到关键作用。Cheung et al. (2013) 指出该中心主

要由水平平流引起, 然而 Ma and Liang (2017) 的分析结果表明, 阻高温度异常的形成机制可能非常复杂 (既包含尺度间的相互作用也包含尺度内的过程), 为此, 上述冷中心的形成机制还需要从多尺度的角度进行深入探讨, 本文将在 Ma and Liang (2017) 工作的基础上, 从多尺度的角度探讨此冷中心结构形成的机制, 研究平流层底部阻高动力和热力学特征为更好地理解阻高的结构和形成机理提供一些有用的信息。

## 1 资料和方法

### 1.1 资料

所用资料为 ERA-40 再分析数据 (Uppala et al., 2005), 包括温度 ( $T$ ), 位势场 ( $\Phi$ ) 和风场 ( $u, v, \omega$ )。时间分辨率 6 h/次, 空间分辨率  $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ , 包含 1 000~50 hPa 之间共 15 层。由于方法所需时次为 2 的幂, 因此分析时段选择 1957 年 9 月 1 日—2002 年 5 月 21 日, 共  $2^{16}$  个时次。

### 1.2 阻塞高压指数

为了得到更加普遍的规律, 本文将针对合成的阻高事件进行讨论。识别阻高事件将采用 Tibaldi and Molteni (1990) 介绍的阻高指数 (在后文中称为 TM 指数), 该指数通过 500 hPa 位势高度的经向梯度来判断气流是否阻塞, 需计算的量如下:

$$G_{GS} = \frac{Z(\phi_0) - Z(\phi_s)}{(\phi_0 - \phi_s)}, \quad (1)$$

$$G_{GN} = \frac{Z(\phi_n) - Z(\phi_0)}{(\phi_n - \phi_0)}. \quad (2)$$

其中:  $G_{GS}$  和  $G_{GN}$  分别表示中心纬度南北两侧的位势高度梯度;  $\phi$  表示纬度,  $\phi_N = 80 + \nabla$ ,  $\phi_0 = 60 + \nabla$ ,  $\phi_s = 40 + \nabla$ ,  $\nabla$  为浮动参数, 取值范围为  $-5, 0, 5$ 。上述三个值中任意一个满足以下条件即为阻塞:

- 1)  $G_{GS} > 0$ ;
- 2)  $G_{GN} < -10 \text{ m/deg}$ 。

### 1.3 多尺度子空间变换 (MWT) 和局地多尺度能量分析方法 (MS-EVA)

因阻高属于中间尺度, 而本文旨在讨论高频信号和基本气流对阻高的影响, 因此, 需首先将各个变量场分解到三个尺度窗口中 (即基本气流尺度、阻高尺度和高频尺度), 然后讨论三者之间的相互作用。本研究进行尺度分解和相互作用分析时将分别采用多尺度子空间变换 (MWT, Liang and Anderson 2007) 和多尺度能量分析方法 (MS-EVA, Liang and Robinson 2005)。

多尺度子空间变换可在能量守恒的前提下将变

量场分解到不同的正交子空间中(尺度窗口),并保留变量的局地性。对时间序列  $u(t)$  进行多尺度子空间变换,将会得到两类变量,分别为变换系数  $\hat{u}_n^{\sim\omega}$  和重构场  $u^{\sim\omega}$ 。多尺度子空间变换和多尺度子空间重构紧密相关(跟傅立叶变换和傅立叶逆变换类似),但却是完全不同的两个概念;前者表示相空间的量而后者表示物理空间中的量。多尺度子空间重构相当于滤波  $\mu(t)$  的重构场  $\mu^{\sim\omega}$ ,即滤波到尺度窗口  $\tilde{\omega}$  中的信号。与很多滤波不同的是,多尺度子空间变换具备很好的性质,在此变换下,只需将其变换系数乘以一个常数,即可精确表达多尺度能量。举例说明,从  $u(t)$  中分解出来的阻塞尺度能量,可以简单地被表达为  $c(\hat{u}_n^{\sim\omega})^2$ ,  $c$  为常数。这在传统的滤波方法中是很难实现的,因为一般滤波方法只有滤波场、不存在相应的变换系数。需要指出的是,多尺度能量是相空间的概念,是不可以用重构场(滤完波之后的场),如  $(u^{\sim\omega})^2$  来表达的,因为这是个物理空间的量。不幸的是,这个概念性的错误在通过滤波方法来讨论多尺度能量学的研究中经常见到。关于这方面,徐芬和梁湘三(2020)中给出了一个简单直观的、用傅立叶变换为例的解释,游佳慧和梁湘三(2017)和卢慧超等(2017)也有关于 MWT 方法的讨论。

将多尺度子空间变换应用于原始方程,将得到局地多尺度能量学方程,推导过程见 Liang (2016)。其中,局地多尺度有效位能的表达式如下:

$$\frac{\partial A^{\tilde{\omega}}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[ \underbrace{\frac{1}{2} c (\widehat{\mathbf{v}T})^{\sim\omega} \hat{T}^{\sim\omega}}_{\nabla \cdot Q_A^{\tilde{\omega}}} \right] = \underbrace{\frac{c}{2} [(\widehat{\mathbf{v}T})^{\sim\omega} \cdot \nabla \hat{T}^{\sim\omega} - \hat{T}^{\sim\omega} \nabla \cdot (\widehat{\mathbf{v}T})^{\sim\omega}]}_{\Gamma_A^{\tilde{\omega}}} + \underbrace{\hat{\omega}^{\sim\omega} \hat{\alpha}^{\sim\omega}}_{b^{\tilde{\omega}}} + F_A^{\tilde{\omega}} \quad (3)$$

其中:

$$A^{\tilde{\omega}} = \frac{1}{2} \frac{g}{T(L_d - L)} (\hat{T}_n^{\sim\omega})^2 \quad (4)$$

代表尺度窗口  $\tilde{\omega}$  的有效位能(APE)。为了简便,在方程(3)和(4)中,省略代表时间的下标  $n$ 。此外  $b$  为浮力转换项;  $Q$  为通量;  $F$  为耗散和扩散过程;  $\Gamma$  为尺度间能量的正则传输。

MS-EVA 方法中至关重要的一步为能量跨尺度传输和能量空间输运的分离(Liang 2016),这将直接影响后续物理过程的分析。假如标量场  $u$  处在

流场  $\mathbf{v}$  中,那么从基本气流向阻高尺度的能量传输为

$$\Gamma_n^1 = -E_n^1 \nabla \cdot \mathbf{v}_u, \text{ 其中 } \mathbf{v}_u = \frac{(\widehat{\mathbf{v}u})_n^{\sim 1}}{\hat{u}_n^{\sim\omega}} \quad (5)$$

$E_n^1$  为  $n$  时刻阻高尺度的能量(动能或者有效位能)。Liang (2016) 证明,此传输具有一个非常好的性质,即

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

物理意义上,这表达了该传输过程只会使能量在不同尺度之间传输,而不会导致能量生成或损耗。虽然这个性质很简单,但在前人多尺度能量学的研究中却无法实现。为此,我们将该传输过程称为正则传输,以示区别。

为进一步直观理解正则传输,我们考虑一个不可压流场  $\mathbf{u}$  以及一个置于其中的标量场  $T$ ,  $T$  的演变方程为:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}T) = \dots \quad (7)$$

上式右边包含的外源、耗散等其他一些过程,在此不予考虑,因为多尺度相互作用只源自非线性项  $\nabla \cdot (\mathbf{u}T)$  (Liang 2016)。

对  $\mathbf{u}$  以及  $T$  做雷诺分解:  $T = \bar{T} + T'$ ,  $\mu = \bar{\mu} + \mu'$ , 则传统的能量方程为(Liang and Robinson, 2005; Pope 2013):

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \bar{T}^2 \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{2} \bar{\mathbf{u}} \bar{T}^2 \right) = -\bar{T} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}T'}) \quad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \overline{T'^2} \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}T'^2} \right) = -\overline{\mathbf{u}T'} \cdot \nabla \bar{T} \quad (9)$$

等号右边的传输项相加并不相互抵消,即

$$\bar{T} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{u}T'}) + \overline{\mathbf{u}T'} \cdot \nabla \bar{T} = \nabla \cdot (\bar{T} \overline{\mathbf{u}T'}) \neq 0 \quad (10)$$

这在物理意义上来说是不恰当的,因为对于两个尺度的过程来说,一方失去的,另一方要予以补偿,两者必须平衡才能保证能量守恒,这里明显不守恒,故所得结果存在问题。注意在传统的地球流体力学教科书中,  $-\overline{\mathbf{u}T'} \cdot \nabla \bar{T}$  项被当作为平均流和扰动之间的能量传输(把  $T$  换成速度,该项就是传统能量方程中由雷诺应力引起的正压传输项)而被广泛应用。

那么相应于雷诺分解这样一个特例,正则传输是什么样的呢? Liang and Ronbinson (2007) 证明,这时上述方程变成:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} \bar{T}^2 \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{2} \bar{\mathbf{u}} \bar{T}^2 + \frac{1}{2} \bar{T} \bar{\mathbf{u}}' T' \right) = -\Gamma. \quad (11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{2} T'^2 \right) + \nabla \cdot \left( \frac{1}{2} \mathbf{u}' T'^2 + \frac{1}{2} \bar{T} \mathbf{u}' T' \right) = \Gamma. \quad (12)$$

上两式等号左边第二项为同尺度输运项,等号右边  $\Gamma = \left( \frac{1}{2} \right) [\bar{T} \nabla \cdot (\mathbf{u}' T') - \bar{\mathbf{u}}' T' \cdot \nabla \bar{T}]$  就是式(5)在雷诺分解时的正则传输,该项在平均和扰动能量方程中只相差一个负号,满足(3)式,因此精确表征了涡流之间的能量传输。Liang and Robinson(2007)通过对郭晓岚正压模式的分析发现用传统的雷诺应力的概念得出的正压传输中  $-\bar{\mathbf{u}}' T' \cdot \nabla \bar{T}$  并不能表征该模型中的局地不稳定结构,而用正则传输可以精确地反映此结构。

方程(3)中各项在时间和空间上都是局地的,即各项都是四维空间的变量,这与传统方法有明显区别,因为传统方法为了进行尺度分离,会至少损失一维的信息。因此,该方法完全满足局地多尺度能量的讨论。

## 2 阻高事件挑选和合成

冬季的北大西洋是阻高活动的典型区域,发生频率高,持续时间长,具有代表性;此外,合成的阻高事件可以反映阻高的普遍特征;因此,本文将以冬季发生在大西洋地区的合成阻高事件作为分析对象。根据前文中介绍的方法,计算瞬时阻塞指数,当瞬时连续阻塞指数在空间范围超过12.5,且持续时间超过6d时,则被认定为一次阻高事件,根据上述标准,得到了大西洋地区阻高发生频数随经度的分布(图1),从图中可以看出,5°E处阻高发生频数最高,共40次,基于此处发生的阻高事件进行合成(图2)。从图2可以看出阻高从发展增强到消亡的完整演变过程。在其整个过程中,阻高维持在欧洲-大西洋地区,即具有准静止的特征,并表现出大振幅和大尺度的特征;说明本文的合成结果抓住了阻高的典型特征。因本文重点关注阻高的热力结构,而维持时间较长的阻高热力结构更加显著,故采用的标准与Ma and Liang(2017)略有不同,本文挑选的阻高事件持续时间更长,满足1.2节中标准的连续时间需达到6d以上。通过对比可以发现,持续时间较长的阻高东南侧切断低压更加明显,更多地表现出Rex型的阻高特征;而持续时间较短阻高南侧的切断低压则不明显,更多地表现出Ω型阻高的特征(Ma and Liang, 2017)。

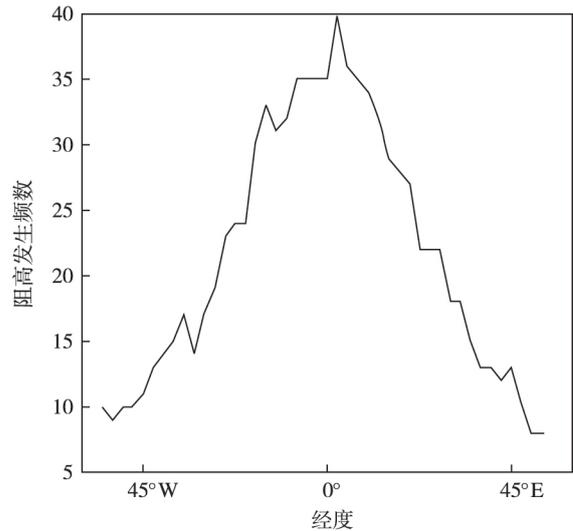


图1 阻高发生频数随经度的分布

Fig. 1 Distribution of number of blocking episodes with longitude

## 3 阻塞高压的热力特征

根据上文介绍的方法,将图2中合成的阻高事件对应的变量进行多尺度子空间变换和重构,分别得到64d以上、16~64d以及16d以下三个尺度的信号,分别代表基本气流尺度、阻高尺度和高频尺度。分析发现,高频尺度的合成位势振幅较弱,与阻高尺度的信号相比可忽略不计,而基本气流尺度信号几乎没有时间上的演变,因此,本文只给阻高尺度的演变特征(图3),可以清晰地展示阻高尺度内位势高度的演变过程,主要表现为一个闭合高压的生成、发展、维持和消亡, Ma and Liang(2017)也发现了类似特点,并从多尺度能量学角度解释了上述过程的物理机制;此外,图3显示150hPa上阻高生成、发展和维持的阶段,其中心位置始终伴随清晰的冷中心结构,这将是本文将要着重讨论的现象;图4a展示了阻高的垂直热力结构,从垂直分布可以清晰地看出阻高上冷下暖的热力结构。

Cheung et al.(2013)从温度梯度诊断的角度提出该冷中心主要由水平温度平流造成,而上述分析表明,冷中心结构主要体现于阻高尺度内,其他尺度对于该冷中心的形成是否有作用还需进一步分析。

## 4 平流层底部阻高冷中心形成的机制分析

根据Lorenz(1955)的定义,有效位能直接决定于温度异常的平方;初步的分析也显示两个温度异常的发展都伴随着有效位能的发展(图4b);因此,

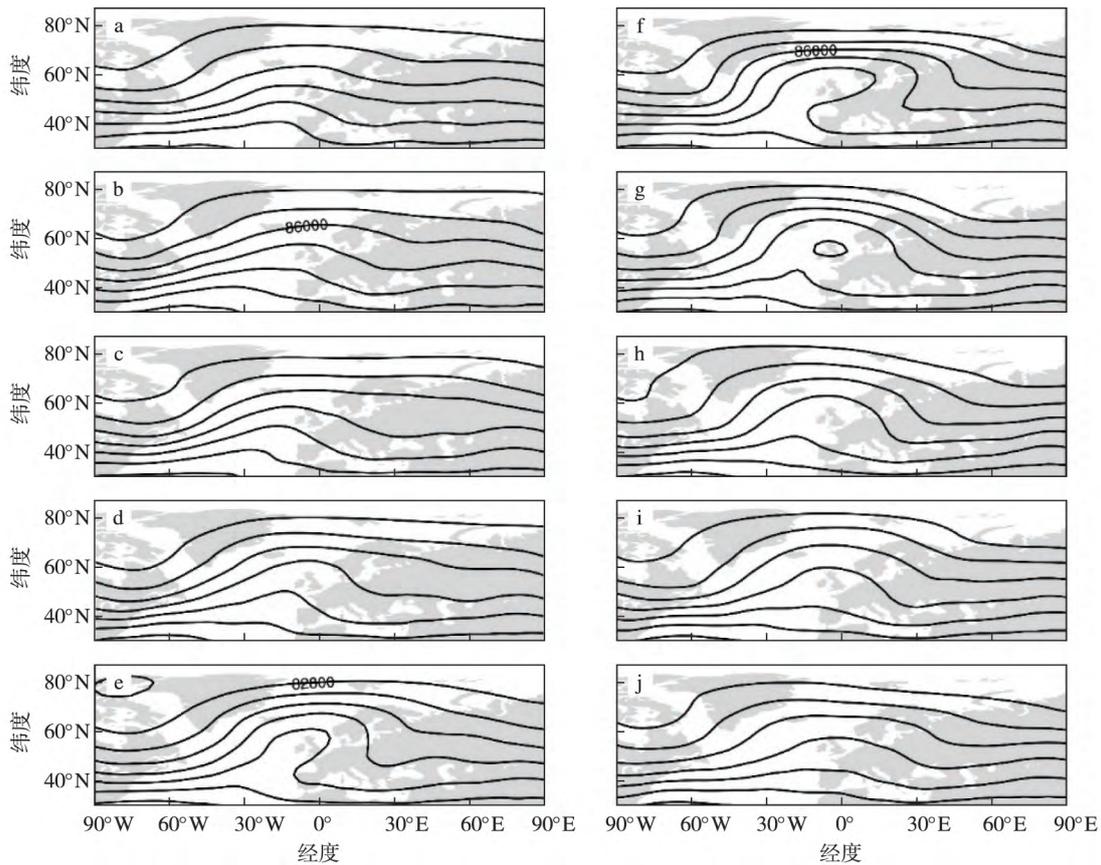


图2 合成的阻高 300 hPa 位势(单位:  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) 随时间的演变: (a) 强度达最大之前第 10 d; (b) 强度达最大之前第 8 d; (c) 强度达最大之前第 6 d; (d) 强度达最大之前第 4 d; (e) 强度达最大之前第 2 d; (f) 强度最大日; (g) 强度最大之后第 2 d; (h) 强度最大之后第 4 d; (i) 强度最大之后第 6 d; (j) 强度最大之后第 8 d

Fig.2 Composite blocking from day -10 to day 8. The contoured part is the geopotential (unit:  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) at 300 hPa for: (a) day 10 before the strongest day; (b) day 8 before the strongest day; (c) day 6 before the strongest day; (d) day 4 before the strongest day; (e) day 2 before the strongest day; (f) the strongest day; (g) day 2 after the strongest day; (h) day 4 after the strongest day; (i) day 6 after the strongest day; and (j) day 8 after the strongest day

将从有效位能演变的角度讨论阻高平流层底部冷中心形成中的多尺度动力过程。根据 1.3 节中介绍的多尺度能量分析方法,对阻高上层冷中心附近的有效位能收支进行了诊断分析,图 5 展示了三个尺度框架下方程(3)中的各个物理过程,图 6—9 展示了各能量项在典型层次 150 hPa 上的演变特征。

图 6 和图 7 展示了尺度间相互作用的过程,分别为高频尺度以及基本气流尺度向阻高尺度的有效位能跨尺度传输,即 1.3 节中所说的正则传输。图 6 显示,基本气流尺度向阻高尺度有效位能的正则传输在阻高消亡前都有正的贡献,且主要集中在阻高中心略偏东的位置,这与图 3 所示冷中心的位置一致;图 7 表明,除 64 d 以上尺度对阻高尺度有效位能有正的贡献外,16 d 以下尺度对阻高尺度同样也有正的贡献,并且主要集中于阻高的中心附近。上述的结果表明,阻高冷中心的形成直接来自于尺

度之间有效位能的正则传输。

根据方程(3)除了尺度间相互作用的过程,能够影响阻高冷中心形成的还包括尺度内过程,即有效位能在空间的输运以及向动能的转化,图 8 和图 9 分别展示了上述两种过程。分析发现,阻高开始发展(day-2)之后,有效位能的空间输运将阻高中心从另外两个尺度获得的有效位能向东南和西北侧边缘输运(图 8);而图 9 表明,阻高西北和东南侧通过输运作用获得的能量进一步转换成动能,起到了令阻高加强或者维持的作用,西北侧尤其显著,这也是阻高在发展过程中不断向西北方向伸展的可能原因。

## 5 总结和讨论

基于 ERA-40 再分析资料和 TM 指数,挑选了持续时间为 6 d 以上的阻高事件并进行合成,得到

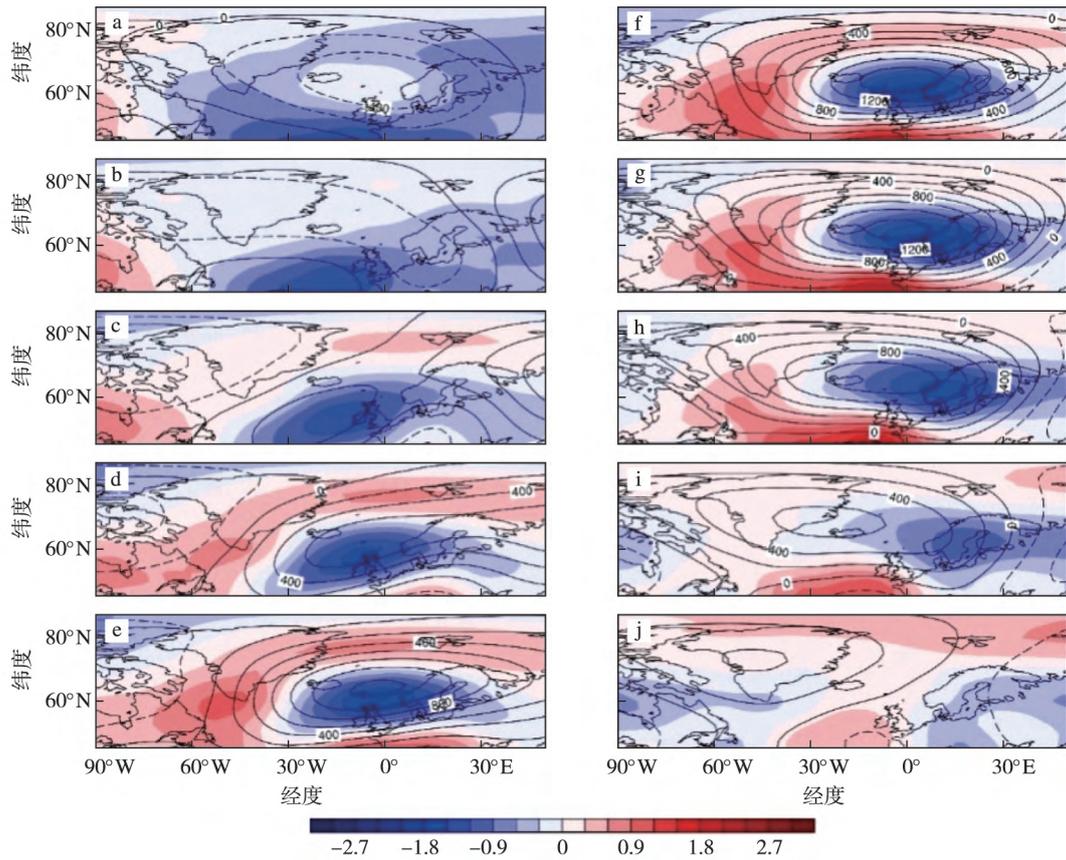


图3 150 hPa 上合成阻高事件在阻高尺度内位势(等值线;单位:  $m^2/s^2$ ) 和温度(阴影;单位: K): (a) 强度达最大之前第 10 d; (b) 强度达最大之前第 8 d; (c) 强度达最大之前第 6 d; (d) 强度达最大之前第 4 d; (e) 强度达最大之前第 2 d; (f) 强度最大日; (g) 强度最大之后第 2 d; (h) 强度最大之后第 4 d; (i) 强度最大之后第 6 d; (j) 强度最大之后第 8 d

Fig.3 Composite 150 hPa geopotential (contoured, unit:  $m^2/s^2$ ) and temperature (shaded, unit: K) on the blocking-scale window for: (a) day 10 before the strongest day; (b) day 8 before the strongest day; (c) day 6 before the strongest day; (d) day 4 before the strongest day; (e) day 2 before the strongest day; (f) the strongest day; (g) day 2 after the strongest day; (h) day 4 after the strongest day; (i) day 6 after the strongest day; and (j) day 8 after the strongest day

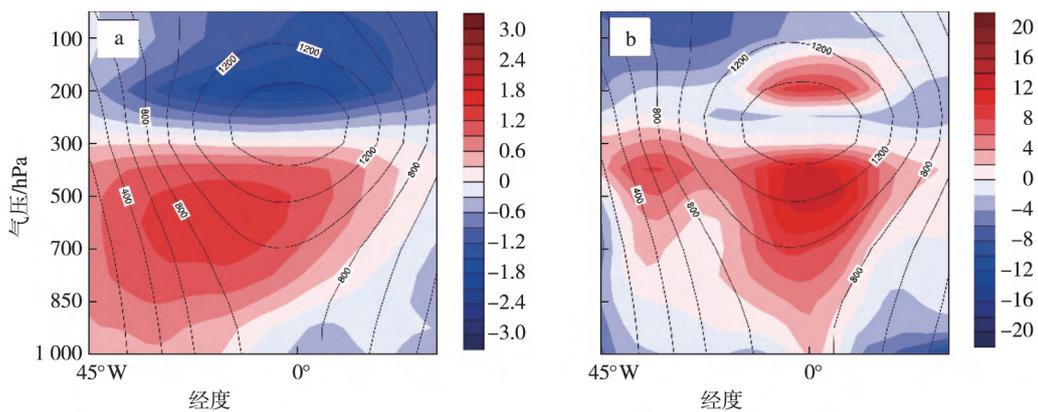


图4 时间(强度最大之前 2 d 至强度达最大之后 2 d) 和经向(45°~80°N) 平均的温度(a; 阴影, 单位: K) 和有效位能异常(b; 阴影, 单位:  $m^2/s^2$ ) 的垂直-经度分布(等值线为阻高尺度位势; 单位:  $m^2/s^2$ )

Fig.4 Zonal-vertical sectional distribution of the blocking-scale (a) temperature (shaded, unit: K) and (b) available potential energy anomaly (shaded,  $m^2/s^2$ ) averaged over (45°~80°N) and the period from day-2 to day 2 (the contoured part is the blocking-scale geopotential; unit:  $m^2/s^2$ )

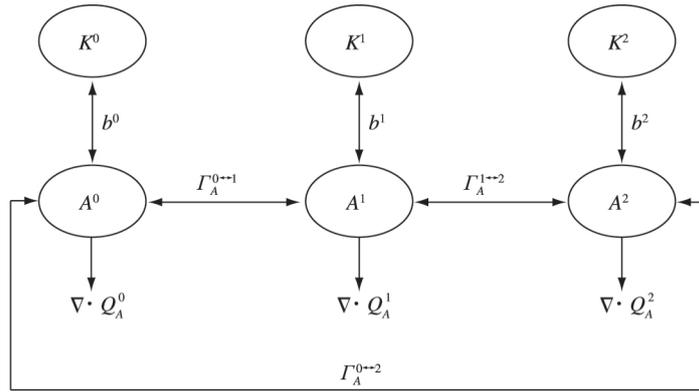


图5 三个尺度窗口的多尺度有效位能过程(0、1、2依次表示基本气流尺度窗口、阻塞高压尺度窗口以及高频尺度窗口;K表示动能;其他符号参考方程(3))

Fig.5 APE processes in a three-scale window decomposition. Superscripts 0, 1 and 2 indicate the basic flow window, blocking window and high-frequency window, respectively. K stands for KE. For all other symbols refer to Eq(3)

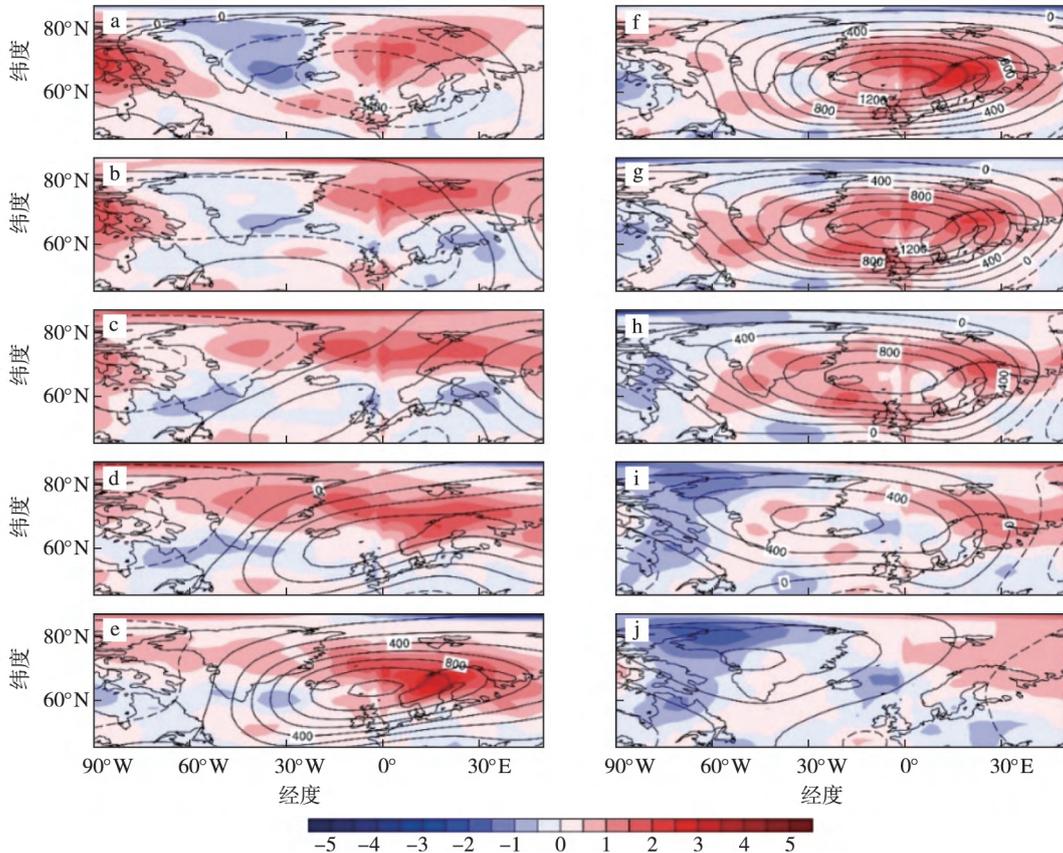


图6 基本气流尺度向阻高尺度的有效位能正则传输 ( $\Gamma_A^{0+1}$ ; 阴影, 单位:  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) 和阻高尺度位势(等值线,  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ): (a) 强度达最大之前第10 d; (b) 强度达最大之前第8 d; (c) 强度达最大之前第6 d; (d) 强度达最大之前第4 d; (e) 强度达最大之前第2 d; (f) 强度最大日; (g) 强度最大之后第2 d; (h) 强度最大之后第4 d; (i) 强度最大之后第6 d; (j) 强度最大之后第8 d

Fig.6 Canonical APE transfer from the basic flow to the blocking-scale window (shaded  $\Gamma_A^{0+1}$  unit:  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) and the blocking-scale geopotential (contoured unit:  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) for: (a) day 10 before the strongest day; (b) day 8 before the strongest day; (c) day 6 before the strongest day; (d) day 4 before the strongest day; (e) day 2 before the strongest day; (f) the strongest day; (g) day 2 after the strongest day; (h) day 4 after the strongest day; (i) day 6 after the strongest day; and (j) day 8 after the strongest day

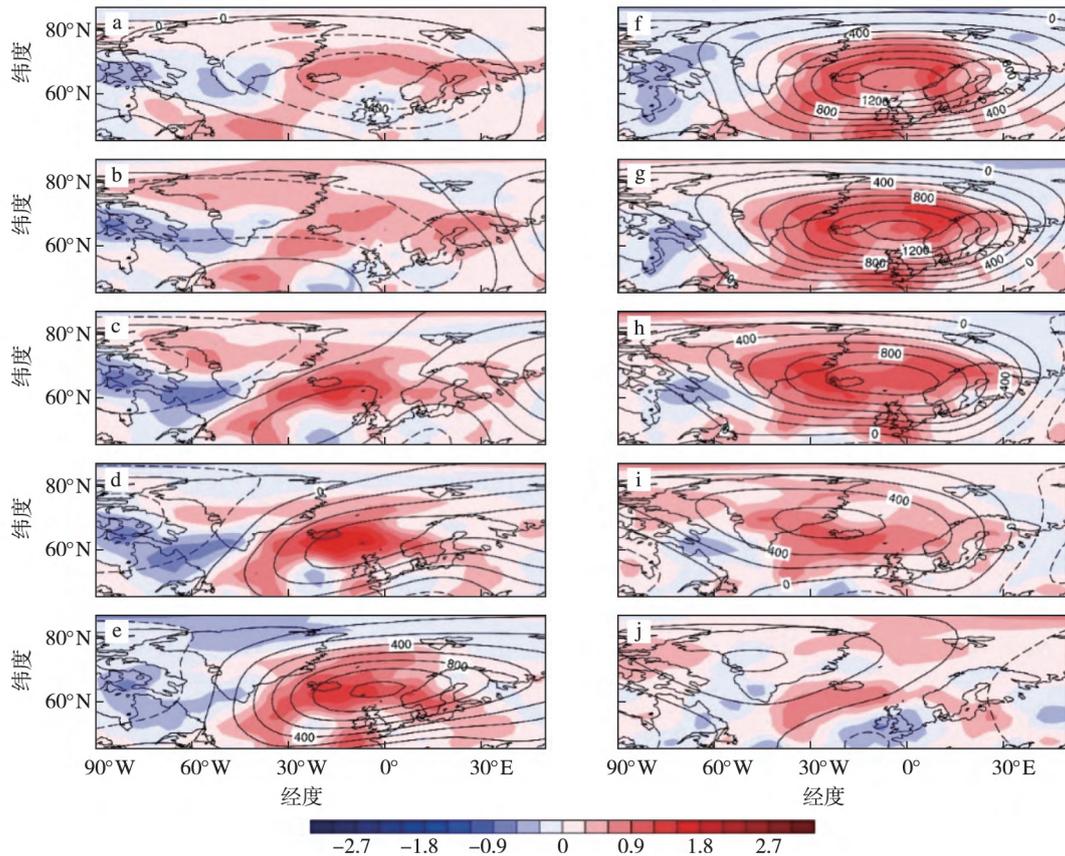


图7 高频尺度向阳高尺度的有效位能正则传输 ( $\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$ ; 阴影, 单位:  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) 和阻高尺度位势 (等值线, 单位:  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ): (a) 强度达最大之前第 10 d; (b) 强度达最大之前第 8 d; (c) 强度达最大之前第 6 d; (d) 强度达最大之前第 4 d; (e) 强度达最大之前第 2 d; (f) 强度最大日; (g) 强度最大之后第 2 d; (h) 强度最大之后第 4 d; (i) 强度最大之后第 6 d; (j) 强度最大之后第 8 d

Fig.7 Canonical APE transfer from the high-frequency scale window to the blocking-scale window (shaded  $\Gamma_A^{2 \rightarrow 1}$ , unit:  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) and the blocking-scale geopotential (contoured, unit:  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ): (a) day 10 before the strongest day; (b) day 8 before the strongest day; (c) day 6 before the strongest day; (d) day 4 before the strongest day; (e) day 2 before the strongest day; (f) the strongest day; (g) day 2 after the strongest day; (h) day 4 after the strongest day; (i) day 6 after the strongest day; and (j) day 8 after the strongest day

了类似于 Rex 型的合成阻高事件; 然后用多尺度子空间变换方法将变量分解到基本气流尺度(64 d 以上)、阻高尺度(16~64 d)、高频尺度(16 d 以下)三个尺度中, 分析了合成阻高事件在上述三个尺度中的位势和温度信号, 验证了前人分别通过再分析资料以及无线电掩星观测资料发现的阻高上冷下暖的结构(Cheung et al. 2013; Brunner and Steiner 2017; Ma and Liang 2017), 并重点分析了平流层底部阻高冷中心结构的演变特征。最后利用多尺度能量分析方法探讨了上述冷中心的形成机制, 发现该冷中心形成的根本原因为高频尺度和基本气流尺度向阻高尺度有效位能的正则传输; 此外, 阻高尺度的空间输运作用将其从另外两个尺度获得的有效位能向阻高的西北和东南侧输运, 并在上述两处位置转换成

动能, 起到增加或维持阻高强度的作用, 该过程在西北侧表现尤为明显, 这可能是阻高不断向西北侧扩展的原因。

传统的能量学认为有效位能从大尺度向小尺度传递(Lorenz, 1955), 而此处发现了一种新的传输路径, 尺度较大的基本气流和尺度较小的高频尺度都向处于中间尺度的阻高尺度传输有效位能, 丰富了对能量学的认识。此外, 之前关于阻高动力学的研究表明, 阻高发展加强之后, 对流层中的动能向有效位能转换使阻高减弱或消亡(Ma and Liang 2017), 而本文的研究表明, 在平流层底部, 能量转换方向完全相反, 阻高从其他尺度获得的有效位能在空间输运之后转换成了动能, 令阻高加强或维持, 这是对阻高动力学一个全新的认识。

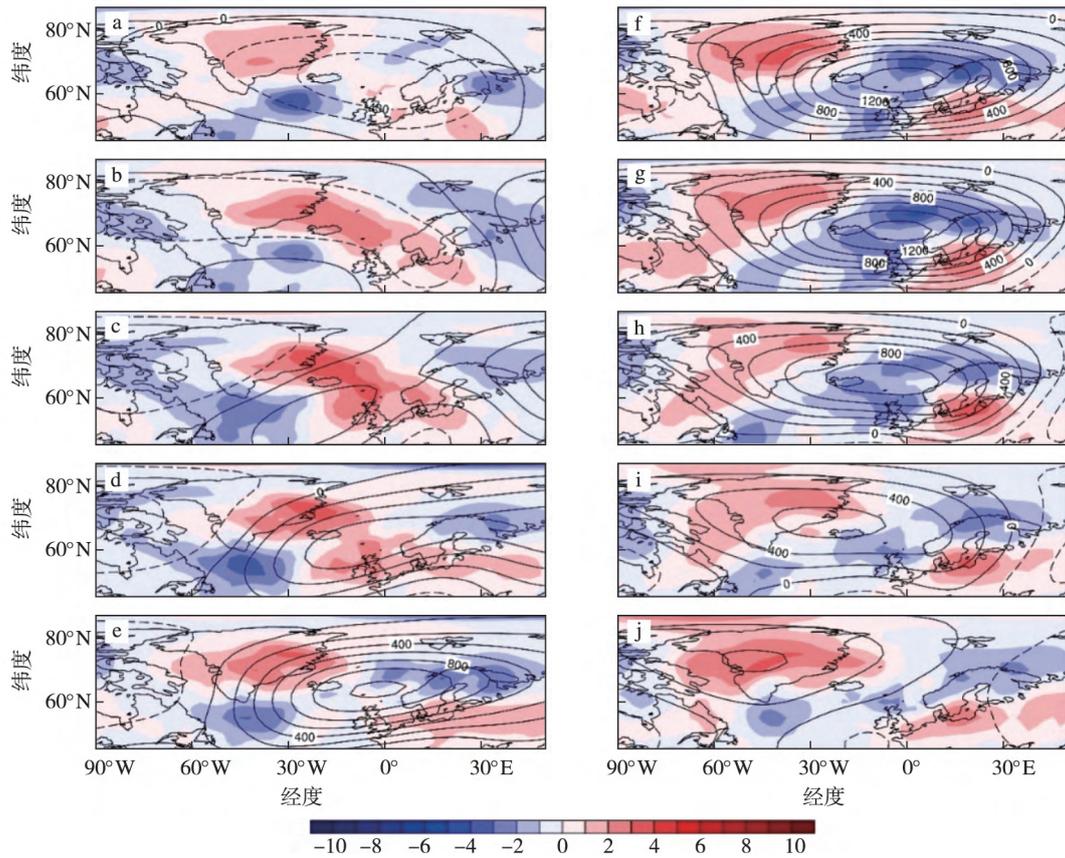


图8 阻高尺度有效位能的空间运输( $-Q_A^1$ ; 阴影, 单位:  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$ ) 和位势(等值线, 单位:  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ): (a) 强度达最大之前第10 d; (b) 强度达最大之前第8 d; (c) 强度达最大之前第6 d; (d) 强度达最大之前第4 d; (e) 强度达最大之前第2 d; (f) 强度最大日; (g) 强度最大之后第2 d; (h) 强度最大之后第4 d; (i) 强度最大之后第6 d; (j) 强度最大之后第8 d

Fig.8 APE transport ( $-Q_A^1$ , shaded unit:  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$ ) and geopotential (contoured,  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) on the blocking-scale window for: (a) day 10 before the strongest day; (b) day 8 before the strongest day; (c) day 6 before the strongest day; (d) day 4 before the strongest day; (e) day 2 before the strongest day; (f) the strongest day; (g) day 2 after the strongest day; (h) day 4 after the strongest day; (i) day 6 after the strongest day; and (j) day 8 after the strongest day

最新的研究发现, 对流层顶附近的物理过程对于阻高的发生和发展至关重要 (Maddison et al., 2019; Steinfeld and Pfahl, 2019; Steinfeld et al., 2020); 另外, 大量的研究指出阻高的发生通常跟对流层顶附近的波动破碎直接相关 (Pelly and Hoskins,

2003; Berrisford et al., 2007; Masato et al., 2012, 2013) 而本文探讨的冷中心结构位于对流层顶附近的平流层底部, 对于对流层顶附近的动力过程有直接的影响, 因此, 本文的研究结果可能对理解阻高在对流层顶附近的关键物理过程有一些帮助。

## 参考文献 (References)

- Austin J F, 1980. The blocking of middle latitude westerly winds by planetary waves [J]. *Quart J Roy Meteor Soc*, 106(448): 327-350.
- Berrisford P, Hoskins B J, Tyrllis E, 2007. Blocking and rossby wave breaking on the dynamical tropopause in the southern hemisphere [J]. *J Atmos Sci*, 64(8): 2881-2898.
- Brunner L, Steiner A K, 2017. A global perspective on atmospheric blocking using GPS radio occultation—one decade of observations [J]. *Atmos Meas Tech*, 10(12): 4727-4745.
- Butchart N, Haines K, Marshall J C, 1989. A theoretical and diagnostic study of solitary waves and atmospheric blocking [J]. *J Atmos Sci*, 46(13): 2063-2078.
- Charney J G, DeVore J G, 1979. Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking [J]. *J Atmos Sci*, 36(7): 1205-1216.
- Charney J G, Shukla J, Mo K C, 1981. Comparison of a barotropic blocking theory with observation [J]. *J Atmos Sci*, 38(4): 762-779.
- 陈久康, 银燕, 1993. 阻塞过程中大气运动不同时间尺度分量的演变及其相互作用 [J]. *南京气象学院学报*, 16(2): 180-185. Chen J K, Yin Y,

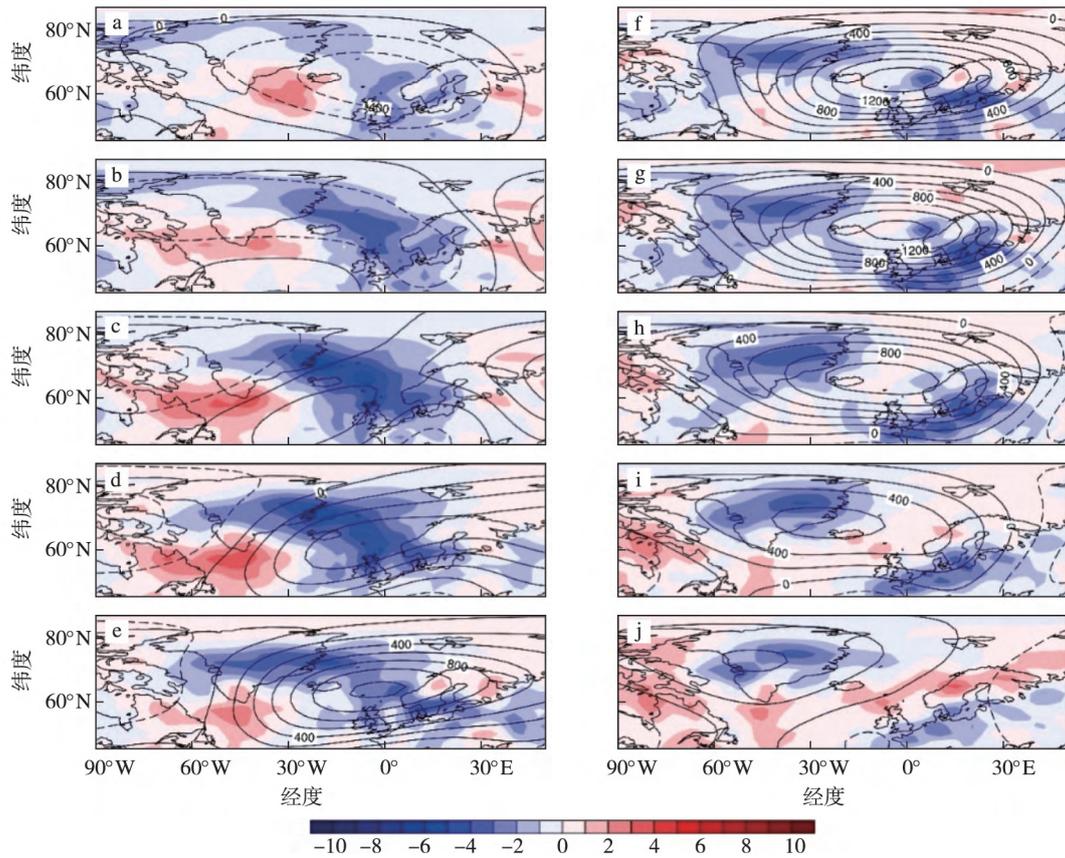


图9 阻高尺度动能向有效位能的转换 ( $b^1$ ; 阴影, 单位:  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) 和位势 (等值线, 单位:  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ): (a) 强度达最大之前第 10 d; (b) 强度达最大之前第 8 d; (c) 强度达最大之前第 6 d; (d) 强度达最大之前第 4 d; (e) 强度达最大之前第 2 d; (f) 强度最大日; (g) 强度最大之后第 2 d; (h) 强度最大之后第 4 d; (i) 强度最大之后第 6 d; (j) 强度最大之后第 8 d

Fig.9 Buoyancy conversion ( $b^1$ , shaded, unit:  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) and geopotential (contoured, unit:  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) on the blocking-scale window for: (a) day 10 before the strongest day; (b) day 8 before the strongest day; (c) day 6 before the strongest day; (d) day 4 before the strongest day; (e) day 2 before the strongest day; (f) the strongest day; (g) day 2 after the strongest day; (h) day 4 after the strongest day; (i) day 6 after the strongest day; and (j) day 8 after the strongest day

1993. Variations of the different time-scale components of the atmospheric motion during the process of a blocking [J]. *J. Nanjing Inst. Meteorol.* 16 (2): 180-185. (in Chinese).

Cheung H N, Zhou W, Shao Y P et al. 2013. Observational climatology and characteristics of wintertime atmospheric blocking over Ural-Siberia [J]. *Clim. Dyn.* 41 (1): 63-79.

Fournier A. 2003. Atmospheric energetics in the wavelet domain. Part II: time-averaged observed atmospheric blocking [J]. *J. Atmos. Sci.* 60 (2): 319-338.

Green J S A. 1977. The weather during July 1976: some dynamical considerations of the drought [J]. *Weather*, 32 (4): 120-126.

Hansen A R, Chen T C. 1982. A spectral energetics analysis of atmospheric blocking [J]. *Mon. Wea. Rev.* 110 (9): 1146-1165.

Hansen A R, Sutera A. 1984. A comparison of the spectral energy and enstrophy budgets of blocking versus nonblocking periods [J]. *Tellus A*, 36A (1): 52-63.

Hansen A R, Sutera A. 1993. A comparison between planetary-wave flow regimes and blocking [J]. *Tellus A: Dyn. Meteorol. Oceanogr.* 45 (4): 281-288.

Holopainen E, Fortelius C. 1987. High-frequency transient eddies and blocking [J]. *J. Atmos. Sci.* 44 (12): 1632-1645.

Huang F, Tang X Y, Lou S Y et al. 2007. Evolution of dipole-type blocking life cycles: analytical diagnoses and observations [J]. *J. Atmos. Sci.* 64 (1): 52-73.

Illari L. 1984. A diagnostic study of the potential vorticity in a warm blocking anticyclone [J]. *J. Atmos. Sci.* 41 (24): 3518-3526.

Jin F F. 2010. Eddy-induced instability for low-frequency variability [J]. *J. Atmos. Sci.* 67 (6): 1947-1964.

Jin F F, Pan L L, Watanabe M. 2006. Dynamics of synoptic eddy and low-frequency flow interaction. Part I: a linear closure [J]. *J. Atmos. Sci.* 63 (7): 1677-1694.

Kalnay E, Kanamitsu M, Kistler R et al. 1996. The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project [J]. *Bull. Amer. Meteor. Soc.* 77 (3): 437-471.

- 李崇银 杨辉 赵晶晶 2019. 大气环流系统组合性异常与极端天气气候事件发生[J]. 大气科学学报, 42(3): 321-333. Li C Y, Yang H, Zhao J J 2019. Combinational anomalies of atmospheric circulation system and occurrences of extreme weather/climate events[J]. Trans Atmos Sci, 42(3): 321-333. (in Chinese).
- 李刚 马继望 梁湘三 2020. 2008年1月中国南方低温雨雪期间异常阻塞高压事件的多尺度动力过程分析[J]. 气象学报, 78(1): 18-32. Li G, Ma J W, Liang X S 2020. A study of the multiscale dynamical processes underlying the blocking high that caused the January 2008 freezing rain and snow storm in Southern China[J]. Acta Meteorol Sin, 78(1): 18-32. (in Chinese).
- Liang X S 2016. Canonical transfer and multiscale energetics for primitive and quasigeostrophic atmospheres[J]. J Atmos Sci, 73(11): 4439-4468.
- Liang X S, Robinson A R 2005. Localized multiscale energy and vorticity analysis[J]. Dyn Atmos Ocean, 38(3/4): 195-230.
- Liang X S, Anderson D G M 2007. Multiscale window transform[J]. Multiscale Model Simul, 6(2): 437-467.
- 刘辉 曾庆存 吴国雄 1995. 北半球阻塞高压的维持 II: 瞬变扰动强迫和平均流位涡平流的形成[J]. 气象学报, 53(3): 337-348. Liu H, Zeng Q C, Wu G X 1995. On maintenance of blocking anticyclones of Northern Hemisphere part 2: mechanism of eddy forcing and PV advection by mean flow[J]. Acta Meteorol Sin, 53(3): 337-348. (in Chinese).
- 刘式达 刘式适 1982. 大气中的非线性椭圆余弦波和孤立波[J]. 中国科学(B辑), 12(4): 372-384. Liu S D, Liu S S 1982. Nonlinear cnoidal wave and solitary wave in the atmosphere[J]. Sci China Ser B, 12(4): 372-384. (in Chinese).
- Long R R 1964. Solitary waves in the westerlies[J]. J Atmos Sci, 21(2): 197-200.
- Lorenz E N 1955. Available potential energy and the maintenance of the general circulation[J]. Tellus, 7(2): 157-167.
- Lou S Y, Huang F 2017. Alice-bob physics: coherent solutions of nonlocal KdV systems[J]. Sci Rep, 7: 869.
- 卢慧超 梁湘三 容逸能 2017. 基于局地多尺度能量涡度分析法(MS-EVA)的北半球夏季西太平洋MJO动能分析[J]. 大气科学学报, 40(2): 224-232. Lu H C, Liang X, San Rong Y N 2017. An energetic study of the boreal summer western Pacific MJO with the localized multi-scale energy analysis[J]. Trans Atmos Sci, 40(2): 224-232. (in Chinese).
- Luo D H, Ji L R 1988. Algebraic rossby solitary wave and blocking in the atmosphere[J]. Adv Atmos Sci, 5(4): 445-454.
- Luo D H, Cha J, Zhong L H et al. 2014. A nonlinear multiscale interaction model for atmospheric blocking: The eddy-blocking matching mechanism[J]. QJR Meteorol Soc, 140(683): 1785-1808.
- Luo D H, Zhang W Q, Zhong L H et al. 2019. A nonlinear theory of atmospheric blocking: a potential vorticity gradient view[J]. J Atmos Sci, 76(8): 2399-2427.
- Ma J W, Liang X S 2017. Multiscale dynamical processes underlying the wintertime Atlantic blockings[J]. J Atmos Sci, 74(11): 3815-3831.
- Maddison J W, Gray S L, Martínez-Alvarado O et al. 2019. Upstream cyclone influence on the predictability of block onsets over the euro-Atlantic region[J]. Mon Wea Rev, 147(4): 1277-1296.
- Masato G, Hoskins B J, Woollings T J 2012. Wave-breaking characteristics of midlatitude blocking[J]. Quart J Roy Meteor Soc, 138(666): 1285-1296.
- Masato G, Hoskins B J, Woollings T 2013. Wave-breaking characteristics of Northern Hemisphere winter blocking: a two-dimensional approach[J]. J Climate, 26(13): 4535-4549.
- McWilliams J C 1980. An application of equivalent modons to atmospheric blocking[J]. Dyn Atmos Ocean, 5(1): 43-66.
- 缪锦海 1984. 波与波的相互作用对阻塞高压的形成、维持和衰退的影响[J]. 气象学报, 42(1): 35-45. Miao J H 1984. Contributions of the nonlinear interactions among waves to the formation, persistence and decay of the blocking[J]. Acta Meteorol Sin, 42(1): 35-45. (in Chinese).
- Mullen S L 1987. Transient eddy forcing of blocking flows[J]. J Atmos Sci, 44(1): 3-22.
- Nakamura N, Huang C S Y 2018. Atmospheric blocking as a traffic jam in the jet stream[J]. Science, 361(6397): 42-47.
- Nakamura H, Nakamura M, Anderson J L 1997. The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation[J]. Mon Wea Rev, 125(9): 2074-2093.
- Park T W, Deng Y, Li W H et al. 2015. Mass footprints of the north Pacific atmospheric blocking highs[J]. J Climate, 28(12): 4941-4949.
- Pelly J L, Hoskins B J 2003. A new perspective on blocking[J]. J Atmos Sci, 60(5): 743-755.
- Pope S B 2013. Turbulent Flows[M]. Cambridge: Cambridge University Press.
- Shutts G J 1983. The propagation of eddies in diffluent jetstreams: eddy vorticity forcing of 'blocking' flow fields[J]. Quart J Roy Meteor Soc, 109(462): 737-761.
- Steinfeld D, Pfahl S 2019. The role of latent heating in atmospheric blocking dynamics: a global climatology[J]. Clim Dyn, 53(9/10): 6159-6180.
- Steinfeld D, Boettcher M, Forbes R et al. 2020. The sensitivity of atmospheric blocking to changes in upstream latent heating &ndash; numerical experiments[J]. Weather and Climate Dynamics Discussions: 1-32.
- Tibaldi S, Molteni F 1990. On the operational predictability of blocking[J]. Tellus A, 42(3): 343-365.
- Tsou C H, Smith P J 1990. The role of synoptic/planetary-scale interactions during the development of a blocking anticyclone[J]. Tellus A, 42(1): 174-193.
- Tung K K, Lindzen R S 1979. A theory of stationary long waves. Part I: a simple theory of blocking[J]. Mon Wea Rev, 107(6): 714-734.
- Uppala S M, Kallberg P, Simmons A J et al. 2005. The ERA-40 re-analysis[J]. Q J R Meteor Soc, 131(612): 2961-3012.
- 王倩 翟盘茂 余荣 2019. 2018年7月北半球极端天气气候事件及环流特征分析[J]. 大气科学学报, 42(1): 28-35. Wang Q, Zhai P M, Yu R,

2019. Analysis of extreme weather and climate events and circulation characteristics in the Northern Hemisphere in July 2018 [J]. *Trans Atmos Sci*, 42(1): 28-35. (in Chinese).
- 徐芬, 梁湘三. 2020. 一次典型的平流层爆发性增温中的局地多尺度洛伦兹循环 [J]. *大气科学学报* 43(2): 336-346. Xu F, Liang X S, 2020. The local Lorenz cycle underlying a typical stratospheric sudden warming [J]. *Trans Atmos Sci* 43(2): 336-346. (in Chinese).
- Yamazaki A, Itoh H. 2013a. Vortex-vortex interactions for the maintenance of blocking. Part I: the selective absorption mechanism and a case study [J]. *J Atmos Sci*, 70(3): 725-742.
- Yamazaki A, Itoh H. 2013b. Vortex-vortex interactions for the maintenance of blocking. Part II: numerical experiments [J]. *J Atmos Sci*, 70(3): 743-766.
- 游佳慧, 梁湘三. 2017. MJO 特征的多尺度子空间重构 [J]. *大气科学学报* 40(1): 25-35. You J H, Liang X S. 2017. Reconstructing the MJO with multiscale window transform [J]. *Trans Atmos Sci* 40(1): 25-35. (in Chinese).
- 银燕, 陈久康. 1992. 阻塞高压建立、维持和崩溃机制的能量学诊断研究 [J]. *南京气象学院学报*, 15(1): 73-80. Yin Y, Chen J K. 1992. A diagnostic study on the mechanism of the foundation, maintenance and breakdown of a blocking high [J]. *J Nanjing Inst Meteorol*, 15(1): 73-80. (in Chinese).
- 曾庆存. 1979. 数值天气预报的数学物理基础 [M]. 北京: 科学出版社. Zeng Q C. 1979. Mathematical and physical foundation of numerical weather prediction [M]. Beijing: China Science Publishing & Media Group Ltd.
- 张培忠. 1998. 夏季东亚阻塞高压形成维持的波数域动能分析 [J]. *应用气象学报* 9(3): 298-303. Zhang P Z. 1998. Kinetic energy analyses of the formation and maintenance processes of east Asian blocking high in summer [J]. *Q J Appl Meteorol* 9(3): 298-303. (in Chinese).
- 智协飞. 1993. 低频涡动、高频涡动在阻塞过程中的作用 [J]. *南京气象学院学报*, 16(2): 186-192. Zhi X F. 1993. The role of low frequency and high frequency eddies in the development, maintenance and decadence of a blocking [J]. *J Nanjing Inst Meteorol*, 16(2): 186-192. (in Chinese).

## On the formation of the upper cold center of the Atlantic blockings

MA Jiwang<sup>1, 2</sup>, LIANG Xiangsan<sup>2, 3</sup>

<sup>1</sup>Shandong Meteorological Observatory, Jinan 250031, China;

<sup>2</sup>School of Atmospheric Sciences, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China;

<sup>3</sup>School of Marine Sciences, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China

Using a new methodology, namely, Multiscale Window Transform (MWT), and the MWT-based multiscale energetics analysis, the cold center of the Atlantic blockings in the lower stratosphere is studied for an understanding of its generation mechanism. It is found that the generation is due to the canonical transfer of Available Potential Energy (APE) to the blocking scale window from both the processes shorter than 16 days and those longer than 64 days; the gained APE is then transported away northwestward and southeastward, and then converted into the blocking-scale Kinetic Energy (KE), causing the enhancement or persistence of the high-pressure centers. These processes are particularly conspicuous in the northwest, which could account for the northwestward extension of the blocking highs. Traditionally it is believed that, in the atmosphere, APE is transferred downward from large scale to smaller scales, but here we find that, when blockings occur, both the low-frequency and high-frequency processes transfer toward the blocking-scale window. Also, different from the previous finding that, in the troposphere the blocking-scale KE is converted into the APE on the same scale window to make the blocking decay, here in the lower stratosphere the conversion is in the opposite direction, i.e., it is from APE to KE, making the blockings enhanced. Recent numerical experiments indicate that the dynamical processes around the tropopause are crucial for the development and maintenance of the blockings; this study will facilitate a deeper understanding of these processes.

**blocking high; cold center; multiscale processes; multiscale window transform; canonical transfer**

doi: 10.13878/j.cnki.dqkxxb.20170601002

(责任编辑: 袁东敏)