综 述

全球大气环流的三型分解理论

胡淑娟*, 周冰倩, 高晨斌, 许之航, 王庆万, 丑纪范

兰州大学大气科学学院, 半干旱气候变化教育部重点实验室, 兰州 730000

* 通讯作者, E-mail: hushujuan@lzu.edu.cn

收稿日期: 2019-09-29; 收修改稿日期: 2020-03-26; 接受日期: 2020-04-17; 网络版发表日期: 2020-06-23

国家重点研发计划项目(编号: 2017YFC1502305)和国家自然科学基金面上项目(批准号: 41775069、41975076)资助

摘要 文章回顾了近年来发展的全球大气环流的三型分解理论, 主要包括全球大气环流三型分解模型及全球大尺度水平型环流、经圈型环流和纬圈型环流的动力学方程组理论. 与传统二维环流分解方法的对比表明: 全球大气环流三型分解将垂直涡度中由水平涡旋运动与辐合辐散运动引起的垂直涡度分量有效地分解开来, 也将垂直速度中的经向垂直环流与纬向垂直环流分量分解开来, 为研究辐合辐散过程对垂直涡度场的演变作用及局地垂直环流的准确描述问题提供了新的方法. 全球大气环流的三型分解是一种基于实际大气运动特征的三维环流分解方法, 其分解后的水平型、经圈型以及纬圈型环流可分别看作是中高纬度Rossby波及低纬度Hadley和Walker环流在全球的推广. 因此, 新的环流分解模型及其动力学方程组为研究中高纬度大气环流与低纬度大气环流之间的相互作用问题研究以及全球变暖背景下大尺度环流异常演变的物理机制问题研究提供了新的理论与方法.

关键词 水平型环流, 经圈型环流, 纬圈型环流, 全球大气环流的三型分解模型, 动力学方程组

1 引言

地球大气处于科氏力场与重力场中, 其固有属性决定了中高纬度大尺度大气运动具有准静力平衡、准地转平衡、准水平和准无辐散的特征(Holton和Staley, 1973). 由静力平衡、地转平衡以及流体力学中关于二维速度场分解的流函数与速度势的表示形式与行星尺度大气运动方程组的完美结合(Holton和Staley, 1973)所产生的准地转理论是天气预报获得成功的理论基础, 也是大气动力学的核心理论(陶祖钰等, 2012). 准地转理论深刻地揭示了中高纬度大尺度天气系统发生与发展的物理机制与机理(周小刚等, 2013). 然而, 在低纬

度的热带地区, 大气运动满足角动量守恒定律, 垂直运动发展旺盛, 运动以经圈平面内的Hadley环流和纬圈平面内的Walker环流为典型代表(Hartmann, 1994), 低纬度大气运动不再满足准地转理论, 这就使得当前的大气动力学研究中常有中高纬度大气动力学与低纬度大气动力学的划分(Holton和Staley, 1973). 但是, 从全球的视角出发, 实际大气运动是一个整体, 低纬度的环流系统与中高纬度环流系统之间是彼此联系的, 它们之间有着复杂的相互作用过程. 因此, 从全球的视角去研究中高纬度大气环流与低纬度大气环流之间的三维运动规律(成剑波, 2019), 是一个重要的科学难题.

我们知道, 中高纬度大尺度大气运动的最重要形

中文引用格式: 胡淑娟, 周冰倩, 高晨斌, 许之航, 王庆万, 丑纪范. 2020. 全球大气环流的三型分解理论. 中国科学: 地球科学, 50: 1165–1184, doi: 10.1360/SSTe-2019-0229

英文引用格式: Hu S, Zhou B, Gao C, Xu Z, Wang Q, Chou J. 2020. Theory of three-pattern decomposition of global atmospheric circulation. Science China Earth Sciences, 63: 1248–1267, <https://doi.org/10.1007/s11430-019-9614-y>

式是Rossby波(Rossby, 1939). Rossby波是在绝对涡度守恒约束下纬向气流受扰动所发展起来的槽脊系统, 它具有准水平、准无辐散、准静力和准地转的性质, 它是近代动力气象学中最重要发现之一, 其活动的高低压中心位置和强弱与它所在广大地区的大气环流运行特点密切相关. 而在中低纬度的热带地区, 主要盛行经圈平面内的Hadley环流和纬圈平面内的Walker环流. Hadley环流是影响全球大气环流物理量收支平衡的重要环流, 而Walker环流的异常演变则与热带海洋和大气中的厄尔尼诺与南方涛动(El Niño-Southern Oscillation, ENSO)现象相对应. 以上三大环流是全球最重要的大尺度大气环流, 它们的异常变化对全球大气环流以及高低纬间、海陆间的热量与水分交换等有重要作用, 从而对天气、气候的形成与演变产生重要影响(Chelton和Schlax, 1996; England等, 2014; Trenberth和Stepaniak, 2003; Kosaka和Xie, 2013; 管晓丹等, 2019).

已有研究表明, 在全球变暖背景下, 过去几十年内, 这些全球性的大尺度环流系统发生了显著的年代际变化, 如北半球冬季Hadley环流表现为增强趋势(Hu等, 2005; Mitas和Clement, 2005), 下沉支有不同程度的向极移动(Hu和Fu, 2007; Hu Y Y等, 2018), 预示着热带地区向极地扩张以及副热带急流向极地移动; Walker环流也呈现出减弱趋势, 上升支向东移动(Bayr等, 2014; DiNezio等, 2013). 这种大尺度环流的年代际演变将造成全球范围内气候带的移动与变迁, 极端天气气候事件更为频繁, 造成的损失更加巨大. 这些全球大尺度大气环流的强度与位置的年代际演变以及这些演变对全球和局地气候的影响已成为21世纪以来人们所关心的热点问题. 然而, 导致这些大尺度环流年代际变化的物理机制目前还没有一个明确且统一的结论.

另一方面, 全球范围内的水平型环流、经圈型环流以及纬圈型环流之间存在着复杂的相互作用过程. 例如, 无论是对观测资料的分析还是模式模拟结果的研究均表明, 中高纬度地区的Rossby波可以传播到低纬度的热带地区, 进而影响该地区的天气、气候变化(Kiladis和Weickmann, 1992a, 1992b, 1997, Kiladis和Feldstein, 1994), 而低纬度地区的Hadley环流和Walker环流更是与全球范围内的大气环流异常密切相关. 因此, 开展低纬度地区与中高纬度地区大气环流之间复杂的相互作用问题研究具有核心重要的地位(Charney

等, 1969; Zhang和Webster, 1992; Kiladis和Feldstein, 1994; Kiladis和Wheeler, 1995), 这方面的研究虽已开展了很多, 但关于全球范围内这些大尺度环流之间相互作用的物理机制问题仍然不能从动力学方面得到完整的解释.

为了探索解决全球大气环流统一描述相关的动力学问题, 丑纪范先生及其合作者(徐明, 2001; 胡淑娟, 2006, 2008; 刘海涛等, 2007; 邓北胜等, 2010; Hu等, 2017, 2018a, 2018b; 成剑波, 2019)在全球大气环流的重要特征研究基础上, 自20世纪90年代末起, 逐步提出并构建了全球大气环流的三型分解理论. 该理论首先将中高纬度的Rossby波与低纬度的Hadley和Walker环流的概念推广至全球大气环流, 定量化地给出了全球三维水平型环流、经圈型环流以及纬圈型环流的定义, 并将全球大气环流分解成水平型、经圈型以及纬圈型环流之和的形式, 建立了全球大气环流的三型分解模型(Hu等, 2018a); 进一步, 还将全球大气环流的三型分解模型与行星尺度大气运动的原始方程组相结合, 建立了直接描述全球大尺度水平型、经圈型以及纬圈型环流演变规律的动力学方程组(Hu等, 2018b). 该理论从全球视野出发, 把中高纬度大气与低纬度大气运动统一起来, 弥补了当前研究中人为划分中高纬度大气动力学与低纬度大气动力学的不足, 为定量化研究中高纬度大气环流与低纬度大气环流之间以及水平型环流、经圈型环流与纬圈型环流之间复杂的非线性作用问题提供了新的思路与理论工具, 是一项原始创新的研究成果.

本文在回顾传统二维环流分解方法及其在大气环流表示中的应用的基础之上, 系统地介绍全球大气环流的三型分解理论, 并从垂直涡度的分解与垂直速度的分解两个方面, 介绍新的环流分解方法在全球大气环流统一表示过程中的理论优势; 通过总结全球大尺度水平型、经圈型和纬圈型环流的动力学方程组理论, 指出新的环流分解模型及其对应的动力学方程组在全球变暖背景下大尺度水平型、经圈型及纬圈型环流的非线性源项作用机理研究方面具有潜在的应用价值.

2 传统二维环流分解及其在大气环流表示中的应用

为了方便介绍全球大气环流三型分解方法的研究

思路, 本节需要简单回顾一下传统二维环流分解方法及其在表示中高纬度地区大气环流与低纬度地区大气环流中的应用.

我们知道, 实际的三维大气运动总是满足气压坐标系中的连续性方程

$$\nabla_p \cdot \mathbf{V} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (1)$$

式中, $\mathbf{V}(\lambda, \varphi, p) = u(\lambda, \varphi, p)\mathbf{i} + v(\lambda, \varphi, p)\mathbf{j}$ 为水平速度, $\omega(\lambda, \varphi, p)$ 表示垂直速度, p 表示气压, $\nabla_p = \mathbf{i} \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \mathbf{j} \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \varphi}$ 表示等压面上的梯度算子. 利用流体力学中经典的二维水平运动的涡旋环流与辐散环流分解理论, 总能将确定 p 等压面上的水平运动 $\mathbf{V}$ 分解成为

$$\mathbf{V}(\lambda, \varphi, p) = \mathbf{V}_{\text{div}}(\lambda, \varphi, p) + \mathbf{V}_{\text{rot}}(\lambda, \varphi, p), \quad (2)$$

其中 $\mathbf{V}_{\text{div}}$ 和 $\mathbf{V}_{\text{rot}}$ 分别表示该给定 p 等压面上无旋的辐散风和无辐散的涡旋风. 分解式(2)将实际大气的连续性方程(1)分解成为下列两个部分:

$$\nabla_p \cdot \mathbf{V}_{\text{rot}} = 0, \quad (3)$$

$$\nabla_p \cdot \mathbf{V}_{\text{div}} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (4)$$

式(3)代表了水平无辐散的涡旋环流部分, 式(4)代表了垂直运动部分, 实际大气运动总是这两部分的叠加.

2.1 中高纬度的水平涡旋环流

由于中高纬度地区的大尺度运动主要表现为涡旋性的Rossby慢波, 其速度场具有准水平无辐散的性质, 因此, 若忽略引起垂直运动的速度分量 $\mathbf{V}_{\text{div}}$ 和 ω , 则中高纬度大尺度大气运动就表现为水平涡旋形式

$$\mathbf{V}_{\text{rot}} = u_{\text{rot}}\mathbf{i} + v_{\text{rot}}\mathbf{j}. \quad (5)$$

它满足连续性方程的式(3)部分, 即

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u_{\text{rot}}}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial v_{\text{rot}} \cos \varphi}{\partial \varphi} = 0. \quad (6)$$

根据二维涡旋环流和辐散环流分解过程可知, 若给定 p 等压面上的实际大气的垂直涡度 ζ_p , 则式(6)确保了 $\mathbf{V}_{\text{rot}}$ 可以通过一个流函数 ψ_R 表示为

$$u_{\text{rot}} = -\frac{1}{a} \frac{\partial \psi_R}{\partial \varphi}, \quad v_{\text{rot}} = \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial \psi_R}{\partial \lambda}, \quad (7)$$

其中 ψ_R 满足

$$\Delta_2 \psi_R = \zeta_p. \quad (8)$$

式(7)与(8)说明, 当忽略垂直运动的影响后, 确定等压面上的大气运动完全可用一个流函数 ψ_R 等价表示, 这就是人们常用 ψ_R 的图像及 ψ_R 所表示的垂直涡度方程来表示中高纬度地区Rossby波演变情况的主要原因.

在不考虑垂直运动影响的假定下, 流函数 ψ_R 的引入, 使得我们能够更方便地描述中高纬度地区大尺度水平涡旋环流的主要特征. 然而, 由于实际大气的辐合辐散过程所对应的垂直运动往往是天气现象发生发展不可忽略的影响因素, 因此, 为了能够全面地描述中高纬度地区真实的环流系统, 有必要将低纬度地区关于垂直环流的定量化描述过程推广至中高纬度地区.

2.2 低纬度的Hadley环流和Walker环流

在热带低纬度地区, 由于垂直运动发展旺盛, 因此, 人们经常忽略水平速度场中的涡旋分量 $\mathbf{V}_{\text{rot}}$, 将热带地区的大气运动简化成为满足连续性方程(4)的垂直环流形式 $\mathbf{V} = \mathbf{V}_{\text{div}} + \omega \mathbf{k}$ (Schwendike等, 2014, 2015). 并且对于低纬度沿经圈方向的Hadley环流来说, 人们常将连续性方程(4)做全球纬向平均(吴国雄和Tibaldi, 1988; Hartmann, 1994; Trenberth和Caron, 2001), 得

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial [v_{\text{div}}] \cos \varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial [\omega]}{\partial p} = 0, \quad (9)$$

式中, $[v_{\text{div}}] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v_{\text{div}} d\lambda$ 和 $[\omega] = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \omega d\lambda$ 分别表示 v_{div} 和 ω 的全球纬向平均. 为了能够利用质量流来描述Hadley环流, 再将式(9)改写成

$$\frac{2\pi a}{g} \frac{\partial [v_{\text{div}}] \cos \varphi}{\partial \varphi} + \frac{2\pi a^2 \cos \varphi}{g} \frac{\partial [\omega]}{\partial p} = 0. \quad (10)$$

式(10)确保了Hadley环流的速度场 $[v_{\text{div}}]$ 和 $[\omega]$ 能够被二维质量流函数 ψ_H 表示成为

$$[v_{\text{div}}] = \frac{g}{2\pi a \cos \varphi} \frac{\partial \psi_H}{\partial p}, \quad [\omega] = -\frac{g}{2\pi a^2 \cos \varphi} \frac{\partial \psi_H}{\partial \varphi}, \quad (11)$$

其中 ψ_H 有表达式

$$\psi_H = \frac{2\pi a \cos \varphi}{g} \int_0^p [v_{\text{div}}] dp, \quad (12)$$

或者

$$\psi_H = -\frac{2\pi a^2}{g} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\varphi} \cos \varphi [\omega] d\varphi. \quad (13)$$

由于垂直速度 ω 不是直接的观测量, 因此, 人们常

用式(12)来计算Hadley环流的质量流函数。

同样的, 为了能够利用质量流函数表示纬向垂直环流, 人们常将连续性方程(4)两端乘以 $\cos\varphi$ 后再做全球经向平均, 得

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \langle u_{\text{div}} \rangle}{\partial \lambda} + \frac{\partial \langle \omega \cos \varphi \rangle}{\partial p} = 0, \quad (14)$$

这里的 $\langle u_{\text{div}} \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} u_{\text{div}} d\varphi$ 和 $\langle \omega \cos \varphi \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos \varphi \omega d\varphi$

分别表示 u_{div} 和 $\omega \cos \varphi$ 的全球经向平均。进一步将式(14)改写成

$$\frac{\pi a}{g} \frac{\partial \langle u_{\text{div}} \rangle}{\partial \lambda} + \frac{\pi a^2}{g} \frac{\partial \langle \omega \cos \varphi \rangle}{\partial p} = 0. \quad (15)$$

式(15)决定了纬向垂直环流的速度场与质量流函数 ψ_{W} 之间满足关系式

$$\langle u_{\text{div}} \rangle = \frac{g}{\pi a} \frac{\partial \psi_{\text{W}}}{\partial p}, \quad \langle \omega \cos \varphi \rangle = -\frac{g}{\pi a^2} \frac{\partial \psi_{\text{W}}}{\partial \lambda}, \quad (16)$$

且 ψ_{W} 可表示为

$$\psi_{\text{W}} = \frac{\pi a}{g} \int_0^p \langle u_{\text{div}} \rangle dp, \quad (17)$$

或者

$$\psi_{\text{W}} = -\frac{\pi a^2}{g} \int_0^\lambda \langle \omega \cos \varphi \rangle d\lambda. \quad (18)$$

同样的, 人们常用式(17)来计算纬向垂直环流的质量流函数。

由于热带太平洋地区的Walker环流是全球范围内最具影响力的大尺度纬向垂直环流, 因此, 为了能够定量化的表示它, 人们常用 u_{div} 在低纬度地区的经向平均 $\langle u_{\text{div}} \rangle_{5^\circ\text{S}}^{5^\circ\text{N}}$ 或者 $\langle u_{\text{div}} \rangle_{10^\circ\text{S}}^{10^\circ\text{N}}$ 代替式(17)中的全球经向平均 $\langle u_{\text{div}} \rangle$ 来计算得到Walker环流的质量流函数。

同样的, 对于低纬度地区的实际大气环流, 除了垂直翻转的经向环流和纬向环流之外, 还存在像南亚高压、西太平洋副热带高压及其他大陆和大洋上的大型水平涡旋系统, 因此, 也很有必要将中高纬度地区关于水平涡旋环流的描述方法推广至低纬度大气中来。

3 全球大气环流的三型分解

根据第2节的理论分析知, 传统二维环流分解方法在表示中高纬度地区的大气环流时, 忽略了垂直运动

的影响, 仅利用了连续性方程的式(3)部分, 而在表示低纬度大气运动时又忽略了水平涡旋运动的影响, 仅利用了连续性方程的式(4)部分, 这就导致了传统方法不能以统一的观点去研究全球大气环流。同时, 二维环流分解方法人为地忽略了大气环流的重要分量, 在理论上存在一定的缺陷。例如, 中高纬地区忽略垂直运动分量, 导致不能充分表现大气系统的发生发展及消亡的过程; 而低纬度地区忽略水平环流分量, 则不能充分表现中低纬大气相互作用的信息。全球大气环流的三型分解方法正是为了解决全球大气环流的统一描述问题而提出的一种理论构造。

为了方便右手螺旋坐标系中的三维涡旋矢量运算, 同时也不失一般性, 在全球大气环流的三型分解模型中, 采用了球面 σ 坐标系进行研究(Hu等, 2018a), 即令

$$u' = \frac{u}{a}, v' = \frac{v}{a}, \dot{\sigma} = \frac{\omega}{P_s}, \sigma = \frac{p}{P_s}, \quad (19)$$

这里的 $P_s = 1000 \text{ hPa}$ 表示海平面气压, θ 表示余纬, 且 $(u', v', \dot{\sigma})$ 和 (u, v, ω) 分别代表球面 σ 坐标系和球面 p 坐标系中的三个速度分量, 因此也可用

$$\mathbf{V}'(\lambda, \theta, \sigma) = u'(\lambda, \theta, \sigma)\mathbf{i} + v'(\lambda, \theta, \sigma)\mathbf{j} + \dot{\sigma}(\lambda, \theta, \sigma)\mathbf{k}, \quad (20)$$

表示实际大气的三维速度场。若用余纬 θ 代替纬度 φ , 并将式(19)代入式(1), 则可将实际大气的连续性方程改写成球面 σ 坐标系下形式

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial(\sin\theta v')}{\partial \theta} + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0. \quad (21)$$

本节所要介绍的全球大气环流的三型分解方法正是基于方程(21)的形式展开的。我们首先给出全球三维水平型环流、经圈型环流以及纬圈型环流的定义, 再介绍全球大气环流的三型分解模型。

3.1 全球水平型、经圈型与纬圈型环流

由第2节的理论分析知, 为了能够准确地、定量地描述实际大气的三维运动规律, 需要我们在传统的中高纬度环流表示过程中增加垂直环流的作用, 在低纬度环流的表示中增加水平涡旋环流的作用。这就意味着我们必须将低纬度地区垂直翻转的Hadley环流和Walker环流的定量化描述过程推广至中高纬度地区, 同样的, 也需要将中高纬度地区水平涡旋环流的描述

方法延伸至低纬度大气, 从而量化地给出全球水平型环流、经圈型环流及纬圈型环流的定义.

首先, 结合2.1节所介绍的中高纬度地区水平Rossby环流的特征, 我们定义全球范围内的水平型环流是指其速度场可表示为(Hu等, 2018a)

$$\mathbf{V}'_R(\lambda, \theta, \sigma) = u'_R(\lambda, \theta, \sigma)\mathbf{i} + v'_R(\lambda, \theta, \sigma)\mathbf{j}, \quad (22)$$

且满足下列连续性方程

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial u'_R}{\partial \lambda} + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial(\sin\theta v'_R)}{\partial \theta} = 0. \quad (23)$$

水平型环流 $\mathbf{V}'_R$ 的垂直速度为零, 但水平速度随高度变化表明它能描述水平运动沿铅直方向的斜压性特征. 式(23)确保了 $\mathbf{V}'_R$ 的分量 u'_R 与 v'_R 可以通过流函数 $R(\lambda, \theta, \sigma)$ 表示为

$$u'_R = -\frac{\partial R}{\partial \theta}, v'_R = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial R}{\partial \lambda}. \quad (24)$$

由于这里的水平型环流是空间三维的, 它的速度分量 u'_R 和 v'_R 都与 σ 有关, 因此, 与固定等压面上的二维情形不同, 式(23)不能确保满足式(24)的流函数 $R(\lambda, \theta, \sigma)$ 的唯一性, 这是因为对于任一给定的 σ 有关的可微函数 $f(\sigma)$, 函数 $R(\lambda, \theta, \sigma) + f(\sigma)$ 仍然满足式(24). 因此, 我们需要寻求新的途径来解决三维流函数 $R(\lambda, \theta, \sigma)$ 的求解问题.

同样的, 根据2.2节所介绍的低纬度地区Hadley环流和Walker环流的特征, 我们定义全球范围内的经圈型环流 $\mathbf{V}'_H$ 与纬圈型环流 $\mathbf{V}'_W$ 是指它们的速度场具有下列形式(Hu等, 2018a):

$$\mathbf{V}'_H(\lambda, \theta, \sigma) = v'_H(\lambda, \theta, \sigma)\mathbf{j} + \dot{\sigma}_H(\lambda, \theta, \sigma)\mathbf{k}, \quad (25)$$

$$\mathbf{V}'_W(\lambda, \theta, \sigma) = u'_W(\lambda, \theta, \sigma)\mathbf{i} + \dot{\sigma}_W(\lambda, \theta, \sigma)\mathbf{k}, \quad (26)$$

且分别满足下列连续性方程

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial(\sin\theta v'_H)}{\partial \theta} + \frac{\partial \dot{\sigma}_H}{\partial \sigma} = 0, \quad (27)$$

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial u'_W}{\partial \lambda} + \frac{\partial \dot{\sigma}_W}{\partial \sigma} = 0. \quad (28)$$

同样的道理, 式(27)和(28)确保了 $\mathbf{V}'_H$ 与 $\mathbf{V}'_W$ 的速度场分量可以分别被流函数 $H(\lambda, \theta, \sigma)$ 和 $W(\lambda, \theta, \sigma)$ 按下列形式表示

$$v'_H = -\frac{\partial H}{\partial \sigma}, \dot{\sigma}_H = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial(\sin\theta H)}{\partial \theta}, \quad (29)$$

$$u'_W = \frac{\partial W}{\partial \sigma}, \dot{\sigma}_W = -\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial W}{\partial \lambda}, \quad (30)$$

类似的, 这里的 $H(\lambda, \theta, \sigma)$ 和 $W(\lambda, \theta, \sigma)$ 并不能由式(27)和(28)唯一确定. 本文的下一小节统一给出这个问题的解决方案.

式(25)说明 $\mathbf{V}'_H$ 所代表的经圈型环流虽然仅在经圈平面内运动, 但它却具有沿纬向的空间变化特征. 类似的, 式(26)也说明 $\mathbf{V}'_W$ 所代表的纬圈型环流也具有沿经向的空间变化特征. 这说明实际大气环流并不是三维水平型环流、经圈型环流或纬圈型环流的任何一种的单独存在, 应该是它们的叠加.

观察以上式(22)~(30)的定义过程发现, 全球水平型环流、经圈型环流及纬圈型环流的定义与实际环流系统的时间与空间尺度无关. 因此, 全球水平型环流、经圈型环流以及纬圈型环流概念的提出, 使我们对不同时空尺度环流系统的三维结构特征演变的量化研究成为可能.

3.2 全球大气环流的三型分解模型

如前一小节所述, 全球大气环流是一个整体, 中高纬度地区的大气环流不仅有水平涡旋运动分量, 也应该包含有与水平运动相适应的垂直运动. 同样的, 低纬度大气环流不仅有垂直运动分量, 也应该有与垂直运动相联系的水平涡旋运动. 因此, 从全球的视角出发, 实际大气环流 $\mathbf{V}'$ 就可表示成为水平型环流 $\mathbf{V}'_R$ 、经圈型环流 $\mathbf{V}'_H$ 及纬圈型环流 $\mathbf{V}'_W$ (简称为三型环流)之和的形式, 即

$$\mathbf{V}' = \mathbf{V}'_H + \mathbf{V}'_W + \mathbf{V}'_R, \quad (31)$$

写成分量的形式为

$$\begin{cases} u' = u'_W + u'_R = \frac{\partial W}{\partial \sigma} - \frac{\partial R}{\partial \theta}, \\ v' = v'_R + v'_H = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial R}{\partial \lambda} - \frac{\partial H}{\partial \sigma}, \\ \dot{\sigma} = \dot{\sigma}_H + \dot{\sigma}_W = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial(\sin\theta H)}{\partial \theta} - \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial W}{\partial \lambda}. \end{cases} \quad (32)$$

依据式(23)、(27)和(28)知, 叠加之后的实际大气环流 $\mathbf{V}'$ 仍然满足连续性方程(21). 这说明实际大气环流 $\mathbf{V}'$ 的分解量 $\mathbf{V}'_R$ 、 $\mathbf{V}'_H$ 和 $\mathbf{V}'_W$ 对应了连续性方程(21)的三个分解式(23)、(27)和(28), 若将它们退化到固定

等压面上或全球纬向平均或全球经向平均, 式(23)、(27)和(28)就变成了式(6)、(9)和(14), 这进一步说明了水平型环流 $\mathbf{V}'_R$ 、经圈型环流 $\mathbf{V}'_H$ 和纬圈型环流 $\mathbf{V}'_W$ 是传统的Rossby波、Hadley环流和Walker环流在全球范围内的推广。

我们把式(31)或者式(32)称为全球大气环流的三型分解(Hu等, 2018a)。然而, 与第1节中的二维环流分解情形不同, 由于水平型环流 $\mathbf{V}'_R$ 、经圈型环流 $\mathbf{V}'_H$ 和纬圈型环流 $\mathbf{V}'_W$ 都是空间三维的, 我们需要增加限制性条件(Hu等, 2018a):

$$\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial H}{\partial \lambda} + \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial (W \sin\theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial R}{\partial \sigma} = 0, \quad (33)$$

以确保满足式(24)的流函数 R 、满足式(29)的流函数 H 及满足式(30)的流函数 W 是唯一存在的。条件式(33)不仅确保全球大气环流的三型分解过程中的流函数 H 、 W 和 R 的唯一性, 而且也确保了该分解方法在物理上的合理性, 这一点的详细讨论可参见文献Hu等(2018a)的定理2部分。

将式(33)与式(32)相结合, 可得到流函数 H 、 W 和 R 满足如下的微分方程

$$\Delta_3 R = \zeta, \quad (34)$$

$$\frac{\partial H}{\partial \sigma} = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial R}{\partial \lambda} - v', \quad (35)$$

$$\frac{\partial W}{\partial \sigma} = \frac{\partial R}{\partial \theta} + u', \quad (36)$$

式中, $\zeta = \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} - \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial (u' \sin\theta)}{\partial \theta}$ 表示实际整层大气的

垂直涡度, 它是空间三维的, $\Delta_3 = \frac{1}{\sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2}$

$+\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial^2}{\partial \sigma^2}$ 表示球面 σ 坐标系中三维的Laplace算子。通过求解方程(34)~(36)得到流函数 H 、 W 和 R , 就能实现全球大气环流的三型分解。

3.3 全球水平型、经圈型与纬圈型环流的气候演变特征

为了说明全球大气环流三型分解模型的合理性与正确性, 本小节将利用五套再分析资料(NCEP1、NCEP2、ERA1、JRA-55和MERRA)的计算结果, 先简要分析全球水平型、经圈型与纬圈型环流的气候特征, 再介绍基于新模型所描述的Hadley环流和Walker

环流的气候演变特征。

本节将五套再分析资料的纬向风 u 和经向风 v 依次代入方程(34)~(36), 数值计算得到流函数 H 、 W 及 R , 再利用式(24)、(29)及(30), 计算得到水平型环流 $\mathbf{V}_R$ (速度场分量 u_R 、 v_R)、经圈型环流 $\mathbf{V}_H$ (速度场分量 v_H 、 ω_H)和纬圈型环流 $\mathbf{V}_W$ (速度场分量 u_W 、 ω_W)。需要说明的是, 本文已利用转换关系式(19)将计算结果中 σ 坐标系的速度场转换为 p 坐标系的结果, 因此, 文中的水平速度 u_R 、 u_W 、 v_R 、 v_H 的单位为 m s^{-1} , 垂直速度 ω_H 、 ω_W 的单位为 Pa s^{-1} , 而流函数 H 、 W 及 R 仍保留它们在 σ 坐标系中的 10^{-6} s^{-1} 的量纲。

3.3.1 气候特征

根据方程(34)知, 在北半球, 流函数 R 的正值区和负涡度对应, 表示反气旋式的高压环流系统, R 的负值区和正涡度对应, 表示气旋式的低压环流系统, 而南半球的情况正好相反。图1代表1月份与7月份水平型环

图1 1948~2011年1月500hPa(a)及7月850hPa(b)水平型环流流函数 R 的气候平均特征

等值线及填色, 单位: 10^{-6} s^{-1} , 引自Hu等(2018a)

的气候特征, 它表明在南北两极各有一个绕极的低压系统, 其中围绕北极低压的流函数 R 的等值线具有明显的波动状分布特征, 而围绕南极的流函数 R 的等值线则较平直. 进一步分析图1a发现, 冬季北半球中纬度地区有三个大槽, 分别位于亚洲大陆的东岸、美洲大陆的东岸和欧洲东部, 最后一个是三者中最弱的一个. 图1b表明, 夏季7月份, 对流层底部的水平型环流特征显著. 首先, 中高纬度的欧洲东部大槽向南延伸至 15°N 附近的阿拉伯半岛与印度次大陆地区; 其次, 在 30°N 附近的大西洋、太平洋以及赤道西印度洋地区, 水平型环流流函数的正值中心对应着闭合的反气旋式的高压系统; 在 15°S 附近的太平洋和南美大陆地区, 存在着水平型环流流函数的负值中心, 意味着该地区为闭合的反气旋式的高压系统. 上述分析说明, 本文所定义的水平型环流的流函数 R 不仅能够反映中高纬度地区大尺度水平型环流的主要特征, 也能较好地描述低纬度地区大尺度水平型环流的主要特征.

图2代表1月份与7月份全球纬向平均的经圈型环流气候特征, 图3是它的全球分布特征. 在北半球, 流函数 H 的负值区表示在低纬度上升高纬度下沉的经圈

图2 1948~2011年1月(a)及7月(b)全球纬向平均的经圈型环流流函数 H 的气候平均特征
等值线及填色, 单位: 10^{-6}s^{-1}

型环流, 流函数 H 的正值区表示在高纬度上升低纬度下沉的经圈型环流, 南半球正好相反. 图2反映出经圈环流具有三圈环流特征, 即传统意义上的南、北半球各有三个环流圈: Hadley环流、Ferrel环流和极地环流, 并且这些经圈型环流的位置中心随季节发生明显的南北移动, 环流强度也具有鲜明的季节特征(过渡季节的图略去了). 例如, 1月份(北半球冬季), 以北半球Hadley为最强, 它在赤道及其以南的热带地区上升、北半球副热带地区下沉, 南半球的Hadley环流较弱, 覆盖范围比较小; 但在7月份(北半球夏季), 情况则相反, 北半球Hadley环流较弱, 范围明显减小, 而南半球Hadley环流较强, 它在赤道及其以北的热带地区上升、南半球副热带地区下沉. 图3a表明, 在北半球冬季, 在 30°N 以北、 60°N 为中心的广大地区, 有四个强的经圈型环流中心, 分部位于欧洲大陆、亚洲大陆东岸、北美洲大陆以及北大西洋地区, 这说明经圈型环流具有显著的局地性特征. 除了东太平洋地区出现相

图3 1948~2011年1月(a)及7月(b)500hPa经圈型环流流函数 H 的全球分布特征
等值线及填色, 单位: 10^{-6}s^{-1} , 引自Hu等(2018a)

反情况外, 冬季热带低纬度地区的经圈型环流主要表现为低纬度上升高纬度下沉的Hadley型环流形式. 在夏季(图3b), 北半球的经圈型环流变弱并北移, 在东太平洋地区, 由冬季反向的经圈型环流转变为夏季的Hadley型环流. 这说明不仅在赤道低纬度地区, 而且在中高纬度地区, 经圈型环流都有明显的季节转换特征.

和纬向平均结果相比, 图3更能代表经圈型环流的全球分布特征. 图2和图3中的一个显著特征是, 冬季经圈型环流比夏季环流要强一些、范围要大些, 在全球范围内存在若干个大的闭合中心, 依据环流方向不同, 这些闭合中心呈现间隔分布, 这可能与对应地区的海陆热力差异有关. 以上的分析结果表明本文所定义的流函数 H 能够更好地反映局地Hadley环流的演变特征, 它可为我们进一步研究局地Hadley环流演变提供新的资料. 此外, 近几年, Qian等(2015, 2016, 2017)利用质量流函数研究全球纬向平均的经圈环流时, 提出了南北半球存在4个经向环流圈的新概念, 并指出北极地区的第四个经向环流圈对北半球中高纬度地区的天气气候产生重要影响. 对比我们的工作发现, 流函数 H 也表现出相同的结论, 即全球纬向平均的 H 中也存在极地的第四个经圈环流(图2), 这也进一步验证了流函数 H 表示全球经圈型环流的正确性与合理性.

图4代表1月份与7月份南北纬10°经向平均的纬圈型环流气候特征, 图5则表示它的全球分布特征, 其中, 流函数 W 的负值区表示东半球的东部上升、西部下沉的纬圈型环流(不妨称其为Walker型环流), 流函数 W 的正值区表示西半球的西部上升、东部下沉的纬圈型环流(不妨称其为反Walker型环流). 图4表明, 在赤道地区, 一年四季均存在若干个纬圈型环流, 其中以印度尼西亚和西太平洋地区的上升运动以及它东西两侧的下沉运动为最主要的结构特征. 其中的西太平洋上升、东太平洋下沉的纬圈型环流常称为Walker环流; 在印度尼西亚和西太平洋上升、在非洲及西印度洋下沉的纬圈型环流为反Walker环流. 图4也表明, 赤道地区的纬圈型环流具有明显的季节变化特征. 1月份, 横跨赤道太平洋的Walker环流最强, 南美洲、大西洋的纬圈型环流次强, 而非洲、印度洋的纬圈型环流较弱. 7月份, 出现相反情况, 赤道太平洋的Walker环流减弱, 非洲、印度洋的反Walker型环流加强, 且环流中心向东移动.

图4 1948~2011年1月(a)及7月(b)南北纬10°经向平均的纬圈型环流流函数 W 的气候平均特征
等值线及填色, 单位: 10^{-6}s^{-1}

图5表明, 冬季1月份, 纬圈型环流主要分布在南北纬30°之间的低纬度地区. 除赤道东太平洋地区为Walker型环流外, 赤道及30°S以南区域, 被两个反Walker型环流所控制, 一个是横跨整个东半球的纬圈型环流, 其中心位于印度尼西亚、印度洋与非洲大陆地区, 另一个是中心位于南美洲大陆的纬圈型环流. 位于15°N~30°N的整个纬圈带范围均被Walker型环流所控制, 其中最强的环流中心位于中国的东海岸. 在夏季7月份, 赤道及以北地区的纬圈型环流北移, 其中位于赤道太平洋地区的Walker型环流范围扩大, 而位于印度尼西亚、印度洋地区的反Walker型环流范围缩小、但强度增大. 同样的, 和经向平均结果相比, 图5更能代表纬圈型环流的全球分布特征.

3.3.2 Haldey环流和Walker环流的气候演变特征

由上一小节知, 低纬度地区的Hadley环流和Walker环流是空间范围最广、强度最强的经圈型环流与纬圈型环流, 在全球气候的异常演变中起着非常重要的作用. 本小节将介绍基于全球大气环流三型分解模型

图5 1948~2011年1月(a)及7月(b)500hPa纬圈型环流流函数 H 的全球分布特征

等值线及填色, 单位: 10^{-6}s^{-1} , 引自Hu等(2018a)

所定义的Halley环流和Walker环流的气候演变特征。

图6为1979~2015年五套再分析资料(NCEP1、NCEP2、ERA1、JRA-55和MERRA)计算得到的全球纬向平均的经圈型环流流函数 H 的长期变化趋势与气候态分布特征。由于北(南)半球Hadley环流对应正(负)的流函数 H 值, 因此, 流函数 H 的正(负)趋势表示北(南)半球的Hadley环流的增强, 反之亦然。图6表明, 近几十

年来, 冬季与春季的北半球Hadley环流有显著增强的趋势, 南半球Hadley环流在各季节都有增强的趋势, 其中以秋季为最强。人们常将副热带地区500hPa流函数的0值所在的纬度定义为Hadley环流下沉支的位置(Hu和Fu, 2007), 观察图6中流函数 H 的变化趋势发现, 在南(北)半球的冬季和春季(夏季和秋季), Hadley环流下沉支位置两侧有明显的负(正)趋势, 这表明Hadley环

图6 1979~2015年北半球冬季(a)、春季(b)、夏季(c)及秋季(d)全球纬向平均流函数 H 的线性趋势

填色, 单位: $10^{-6}\text{s}^{-1} (10\text{a})^{-1}$, 打点表示通过0.05的显著性检验, 等值线为流函数 H 的气候态, 引自Cheng等(2018)

流在近几十年间存在向极移动的趋势。

为了量化地表示近几十年来Hadley环流强度和下沉支位置的演变特征, Cheng等(2018)参考Oort和Yienger(1996)的研究, 首先选取850~300hPa环流中心位置流函数 H 的平均值作为Hadley环流的强度指数(成剑波等, 2016), 再计算副热带地区850~300hPa流函数 H 的0值线所在的纬度平均值, 并将其定义为Hadley环流的下沉支位置。由五种再分析资料计算的1979~2015年各季节Hadley环流强度指数的标准化时间序列如图7所示, 图8为各季节Hadley环流下沉支位置的演变情况, 结果表明, 在北半球冬、春季与南半球的四季, Hadley环流都显著增强, 且在南北半球各自的夏、秋两季, 环流均存在显著的向极扩张的趋势。由图9的定量计算发现, 北半球夏季, MERRA计算的Hadley环流每十年向极扩张 0.99° (或者37年 3.7°), 而JRA-55的结果仅为 0.38° (或者37年 1.4°); 在北半球秋季, ERAI的结果为 0.5° (或者37年 1.9°), NCEP2的计算结果仅为 0.16° (或者37年 0.6°)。同样地, 五种再分析资料计算的南半球Hadley环流向极移动趋势也不尽相同, 在

冬季, MERRA的结果为每十年 0.20° (或者37年 0.7°), 而NCEP2的结果为 0.44° (或者37年 1.6°); 在春季, ERAI的结果达到 0.52° (或者37年 1.9°), 而NCEP2的计算结果仅为 0.15° (或者37年 0.6°)。虽然五种再分析资料计算的数值不同, 但它们的趋势是一致的, 这也再次验证了前文的分析结果。

类似地, 全球大气环流三型分解模型所计算的纬圈型环流流函数 W 也能较好地描述近几十年来Walker环流的年代际演变特征(Hou等, 2018)。图10表明, 在1961~1974年与1977~1997年间, 赤道太平洋地区Walker环流减弱并向西移动, 而在1977~1997年和1999~2012年间, Walker环流则显著增强且东移。进一步分析发现, 除微小差别外, 各月份Walker环流的变化趋势(图11)与年平均结果几乎一致; 例如, 在1961~1974年和1977~1997年间北半球秋季Walker环流呈现最大的减弱趋势, 而在1977~1997年和1999~2012年间北半球春季Walker环流增强最明显。

通过分析上述四个阶段三维气温场的演变特征发现(Hou等, 2018), Walker环流的年代际演变特征与三

图7 1979~2015年冬季((a), (e))、春季((b), (f))、夏季((c), (g))、秋季((d), (h))Hadley环流强度指数的标准化时间序列
不同颜色的实线表示不同再分析资料的计算结果, 黑色虚线表示平均的线性趋势; 引自Cheng等(2018)

图 8 1979~2015年冬季((a), (e))、春季((b), (f))、夏季((c), (g))、秋季((d), (h))Hadley环流下沉支位置的时间序列
不同颜色的实线表示不同再分析资料的计算结果, 黑色虚线表示平均的线性趋势; 引自Cheng等(2018)

图 9 1979~2015年北半球(a)和南半球(b)不同季节Hadley环流下沉支位置的线性趋势
斜线表示通过0.05的显著性检验, 引自Cheng等(2018)

维温度梯度之间有着较好的对应关系, 因此, Hou等(2018)提出了一种基于三维气温场的Walker环流强度新指数定义:

$$T_{\text{index}} = TW_{1000\text{hPa}} + TW_{500\text{hPa}} + TE_{100\text{hPa}} - (TE_{1000\text{hPa}} + TE_{500\text{hPa}} + TW_{100\text{hPa}}). \quad (37)$$

这里的 T 为气温, TW 表示($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$, $80^{\circ}\text{W}\sim 160^{\circ}\text{W}$)范围

内的平均气温, TE 为($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$, $80^{\circ}\text{E}\sim 160^{\circ}\text{E}$)范围内的平均气温, 下标表示不同气压层. 前人的研究中常用($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$, $80^{\circ}\text{W}\sim 160^{\circ}\text{W}$)和($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$, $80^{\circ}\text{E}\sim 160^{\circ}\text{E}$)区域平均的海平面气压(SLP)差来定义Walker环流强度指数. 类似于Hadley环流, 也用环流中心($5^{\circ}\text{S}\sim 5^{\circ}\text{N}$, $120^{\circ}\text{W}\sim 160^{\circ}\text{W}$, $300\sim 600\text{hPa}$)流函数 W 的平均值表示Walker环流强度. 图12表明, 以上三种指数所表示的

图 10 1961~1974年与1977~1997年间(a)及1977~1997年与1999~2012年间(b)南北纬5°年平均纬圈型环流函数 W 的差异
打点表示通过0.05的显著性检验, 等值线表示南北纬5°平均的流函数 W 的气候态(1961~2012), 引自Hou等(2018)

图 11 1961~1974年与1977~1997年间(a)及1977~1997年与1999~2012年间(b)南北纬5°各月份纬圈型环流函数 W 垂直平均的差异
打点表示通过0.05的显著性检验, 等值线表示南北纬5°流函数 W 垂直平均的气候态(1961~2012), 引自Hou等(2018)

Walker环流的年际与年代际演变特征十分一致, 这为流函数 W 能够合理反映Walker环流的气候演变特征提供了有力支撑.

4 全球大气环流的三型分解: 垂直涡度与垂直速度的物理解析

本节将从垂直涡度的分解与垂直速度的分解两个方面, 说明全球大气环流的三型分解方法在描述全球大气环流方面的优势.

4.1 垂直涡度的分解

由2.1节知, 在固定等压面上, 传统二维环流分解方法所得到的水平涡旋环流 $\mathbf{V}_{\text{rot}}$ 是满足下列二维泊松方程的

$$\Delta_2 \psi_R = \zeta_p, \quad (38)$$

这里的 ζ_p 是实际整层大气的垂直涡度 ζ 在确定等压面上的值. 式(38)说明, 传统二维环流分解方法需要将运动限定在确定的等压面上, 因此, 水平涡旋环流 $\mathbf{V}_{\text{rot}}$ 对应了实际大气全部的垂直涡度, 而水平辐合辐散运动

图 12 1961~2012年平均Walker环流强度指数标准化时间序列

SLP表示海平面气压指数(黑线), 气温指数如式(37)定义(蓝线), ZSF表示流函数 W 指数(红线), 引自Hou等(2018)

所引起的垂直涡度没能被二维环流分解方法表示出来。

然而, 据3.2节知, 全球大气环流三型分解所得到的水平型环流 $\mathbf{V}_R$ 是满足下列三维泊松方程的

$$\Delta_3 R = \Delta_2 R + \frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2} = \zeta, \quad (39)$$

由式(24)计算可得 $\Delta_2 R = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v'_R}{\partial \lambda} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial u'_R \sin \theta}{\partial \theta}$, 它表示了三维水平型环流 $\mathbf{V}'_R$ 的垂直涡度。又由式(29)、式(30)及式(33)知, 式(39)中的 $\frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2}$ 项实际上可改写成为

$$\frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v'_H}{\partial \lambda} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial u'_W \sin \theta}{\partial \theta}, \quad (40)$$

再根据式(23)及式(32)的前两式知

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial u'_W}{\partial \lambda} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (v'_H \sin \theta)}{\partial \theta} = \\ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (v' \sin \theta)}{\partial \theta} = D, \end{aligned} \quad (41)$$

这里的 D 表示实际大气的散度场。式(41)说明全球大气环流三型分解中的纬圈型环流与经圈型环流的水平速度 u'_W 和 v'_H 代表了实际三维大气环流 $\mathbf{V}'$ 的水平辐合辐散部分, 而式(40)告诉我们, $\frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2}$ 正好表达了由于水平辐合辐散 u'_W 和 v'_H 所引起的垂直涡度部分, 其中

$\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v'_H}{\partial \lambda}$ 表示了经圈型环流的垂直涡度, $-\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial u'_W \sin \theta}{\partial \theta}$ 表示了纬圈型环流的垂直涡度, 它们表现了不同垂直层大气之间的自然联系。

进一步, 若令 $\frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2} = 0$, 则由方程(7)、(8)、(24)及(39)知, 水平型环流 $\mathbf{V}_R$ 就与传统的水平涡旋环流 $\mathbf{V}_{rot}$ 等价, 再由方程(12)、(17)、(35)及(36)知, 位于低纬度地区的经圈型环流 $\mathbf{V}_H$ 和纬圈型环流 $\mathbf{V}_W$ 的流函数表示过程也分别等价于Hadley环流和Walker环流的流函数表示形式。因此, 传统的二维环流分解是全球大气环流三型分解的特例。

通过以上对三维泊松方程(39)的理论分析可以看出, 与传统二维环流分解方法需要将运动限定在确定的等压面上所不同, 全球大气环流的三型分解是一种针对整层大气的三维环流分解方法, 它将实际大气垂直涡度中的水平涡旋部分 $\Delta_2 R$ 与辐合辐散部分 $\frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2}$ 有效的分解开来, 为研究辐合辐散运动对垂直涡度场的演变作用提供了新的途径。事实上, 为了证明上述理论分析的正确性, Hu等(2017)利用水平型环流 $\mathbf{V}_R$ 、经圈型环流 $\mathbf{V}_H$ 及纬圈型环流 $\mathbf{V}_W$ 的六个速度场分量 u_R 、 v_R 、 v_H 、 ω_H 、 u_W 和 ω_W , 结合式(38)~(40), 分别计算了如图13所示的冬季 $\Delta_2 R$ 、 $\frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2}$ 、 $\Delta_2 R + \frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2}$ 及 ζ 的气候平均值(1979~2013年), 其中第一至四行分别表示850、500、200hPa及整层垂直平均的结果。对比图13的第三列和第四列发现, 实际的垂直涡度 ζ 与 $\Delta_2 R + \frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2}$ 近似相等, 这就说明实际的垂直涡度 ζ 被分解为水平涡旋部分与辐合辐散部分之和的形式。图13的第二列说明, 由辐合辐散运动所引起的垂直涡度在对流层的底层(850hPa, 图13b)和高层(200hPa, 图13j)不能忽略, 而它在500hPa的对流层中层及其整层的平均值(图13n)却几乎为零, 这和经典理论中500hPa大气是准水平无辐散的、并且常用500hPa大气代表整层大气运动的结论相一致。其他季节的垂直涡度 ζ 及其分解量具有与冬季类似的特征, 这里不再赘述。

4.2 垂直速度的分解

虽然垂直速度是个小量, 但垂直运动却是各种天

图 13 1979~2013 年北半球冬季 850、500、200hPa 及整层垂直平均的垂直涡度 ζ ((d)、(h)、(l)、(p)) 及其分解量 $\Delta_2 R$ ((a)、(e)、(i)、(m)) 和 $\frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2}$ ((b)、(f)、(j)、(n)) 以及 $\Delta_2 R + \frac{\partial^2 R}{\partial \sigma^2}$ ((c)、(g)、(k)、(o)) 的气候平均特征

引自 Hu 等(2017)

气现象发生的关键因素, 它在整个大气环流演变中占有非常重要的地位. 因此, 垂直速度的表示一直是一个备受关注的科学问题.

由全球大气环流三型分解模型的表达式(31)和(32)以及转换关系式(19)知, 气压坐标系中的垂直速度 ω 可以表示成为

$$\begin{aligned} \omega &= P_s(\dot{\sigma}_H + \dot{\sigma}_W) \\ &= P_s \left(\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial(\sin\theta H)}{\partial\theta} - \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial W}{\partial\lambda} \right), \end{aligned} \quad (42)$$

其中流函数 H 和 W 是由水平速度场 u 、 v 及流函数 R 通过式(35)与式(36)所决定, 而流函数 R 则是由三维的泊松方程(34)确定. 因此, 全球大气环流的三型分解本身提供了一种计算垂直速度的方法.

另外, 式(42)在计算垂直速度 ω 的同时, 将它分解成了 $\omega_H = P_s \dot{\sigma}_H$ 和 $\omega_W = P_s \dot{\sigma}_W$ 两部分, 使得分解量 ω_H 和 ω_W 分别对应了全球范围内三维的经圈型环流和纬

圈型环流的垂直速度, 这对于量化地研究局地 Hadley 环流和 Walker 环流具有重要意义. 实际上, Hu 等(2017)通过对全球大气环流的三型环流分解模型的计算结果分析发现, 在全球纬向平均时, 虽然 $[\omega] = [\omega_W] + [\omega_H]$, 然而 $[\omega_W] = 0$, 因此 $[\omega]$ 只包含了经圈型环流(图 14a 和 14b), 说明传统研究中用 $[\omega]$ 表示全球纬向平均的 Hadley 环流是合理的. 同样的, 在进行南北纬 90° 经向平均时, 虽然 $\langle \omega \rangle = \langle \omega_W \rangle + \langle \omega_H \rangle$, 但 $\langle \omega_H \rangle = 0$, 因此 $\langle \omega \rangle$ 只包含了纬圈型环流(图 14c 和 14d). 然而, 传统意义上的 Walker 环流是热带太平洋地区的纬向垂直环流, 所以人们常采用南北纬 5° 经向平均 $\langle \omega \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$ 来表示 Walker 环流的垂直速度, 但是, 图 15 的分析发现 $\langle \omega \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N} = \langle \omega_H \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N} + \langle \omega_W \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$, 而 $\langle \omega_H \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N} \neq 0$ (图 15 d~15 f), 这说明传统研究采用 $\langle \omega \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$ 表示 Walker 环流时, 因为 $\langle \omega \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$ 中同时

图 14 冬季全球纬向平均的经圈型环流的气候特征(1979~2013)((a)、(b))和全球经向平均的纬圈型环流的气候特征(1979~2013)((c)、(d))

(a) 填色表示 $[\omega_H]$, 风矢量表示 $([v_H], [\omega_H])$ (-100倍的 $[\omega_H]$); (b) 类似于(a), 但表示 $[\omega]$ 和 $([v_H], [\omega])$; (c) 填色表示 $\langle \omega_W \rangle$, 风矢量表示 $(\langle u_W \rangle, \langle \omega_W \rangle)$ (-300倍的 $\langle \omega_W \rangle$); (d) 类似于(c), 但表示 $\langle \omega \rangle$ 和 $(\langle u_W \rangle, \langle \omega \rangle)$. 引自Hu等(2017)

包含有Hadley环流和Walker环流的信息而不准确(图15f). 同样的, 人们常采用从经度 λ_1 到 λ_2 的纬向平均 $[\omega]_{\lambda_1}^{\lambda_2}$ 来表示局地Hadley环流, 但因 $[\omega]_{\lambda_1}^{\lambda_2}$ 中包含了局地Walker环流的信息, 从而导致用 $[\omega]_{\lambda_1}^{\lambda_2}$ 表示局地Hadley环流的不准确性(图15a~15c). 因此, 在研究某一确定平面或者给定范围内的局地Hadley环流和局地Walker环流时, 比起传统研究用实际垂直速度的平均值 $[\omega]_{\lambda_1}^{\lambda_2}$ 和 $\langle \omega \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$ 来, 采用 $[\omega_H]_{\lambda_1}^{\lambda_2}$ 和 $\langle \omega_W \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$ 来表示局地Hadley环流和局地Walker环流会更合理、更准确些.

将垂直速度分解成为经圈型环流和纬圈型环流分量, 为解决传统研究利用 $\langle \omega \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$ 和 $[\omega]_{\lambda_1}^{\lambda_2}$ 表示局地垂直环流时因包含另外一支垂直环流而导致结果不准确的问题提供了可行方法, 这是全球大气环流三型分解方法的另一个优势.

5 全球大气环流的三型分解: 动力学方程组

由第2节和第3节的理论分析知, 全球大气环流的三型分解模型是基于完整的连续性方程所建立的, 它从全球的视角统一表示了实际大气环流中的水平运动和垂直运动部分. 因此, 全球大气环流的三型分解模型能够与行星尺度的大气运动的原始方程组相结合, 可建立直接描述大尺度三型环流的动力学方程组.

事实上, 全球大气环流的三型分解模型的分量形式(32)可以改写成算子形式

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ \sigma' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\partial}{\partial \sigma} & -\frac{\partial}{\partial \theta} \\ \frac{\partial}{\partial \sigma} & 0 & \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \\ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \sin \theta}{\partial \theta} & -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H \\ W \\ R \end{pmatrix}, \quad (43)$$

这说明实际大气的速度场分量 u' 、 v' 及 σ' 能够用全球大气环流的三型分解模型中的水平型、经圈型及纬圈型

图 15 冬季局地纬向平均的经圈型环流的气候特征(1979~2013)((a)、(b))和局地经向平均的纬圈型环流的气候特征(1979~2013)((c)、(d))

(a)填色表示 $[\omega_H]_{60^\circ E}^{140^\circ E}$, 风矢量表示 $([v_H]_{60^\circ E}^{140^\circ E}, [\omega_H]_{60^\circ E}^{140^\circ E})$ (-120倍的 $[\omega_H]_{60^\circ E}^{140^\circ E}$); (b)类似于(a), 但表示 $[\omega]_{60^\circ E}^{140^\circ E}$ 和 $([v_H]_{60^\circ E}^{140^\circ E}, [\omega]_{60^\circ E}^{140^\circ E})$; (c)填色表示 $[\omega_W]_{60^\circ E}^{140^\circ E}$; (d)填色表示 $\langle \omega_W \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$, 风矢量表示 $(\langle u_W \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}, \langle \omega_W \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N})$ -120倍的 $\langle \omega_W \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$; (e)表示 $\langle \omega \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$ 和 $(\langle u_W \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}, \langle \omega \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N})$; (f)填色表示 $\langle \omega_H \rangle_{5^\circ S}^{5^\circ N}$, 引自Hu等(2017)

环流的流函数 H 、 W 和 R 等价表示. 因此, 若用式(43)替换大气运动的原始方程组中的速度场分量, 并在保持原系统耗散结构特征不变的情况下, 就可将原始方程组中关于速度场分量 u' 、 v' 和 σ 的偏微分方程转变成为关于流函数 H 、 W 和 R 的偏微分方程, 从而将原始方程组中预报速度场的问题转变成为直接预报三个环流流函数的问题.

我们知道大气运动的原始方程组可改写成为下列算子方程的形式(丑纪范, 1974, 1983; Hu等, 2018b):

$$B' \frac{\partial \phi'}{\partial t} + (N' + L') \phi' = \xi', \quad (44)$$

其中 $\phi' = \frac{\phi}{a}$, $\phi' = (u', v', \sigma, \phi', T)^T$ 表示通常的大气变量.

$B' = \text{diag}\left(a, a, 0, 0, \frac{R_0^2}{ac^2}\right)$ 为对角矩阵, 其中 R_0 表示干空气的气体常数.

$L' = \text{diag}(\tilde{L}_1', \tilde{L}_1', 0, 0, \tilde{L}_2')$ 表示耗散项,

$\xi' = \left(0, 0, 0, 0, \frac{R_0^2 \varepsilon}{ac^2 c_p}\right)^T$ 表示非绝热加热项. N' 是具有如下形式的非线性反伴算子:

$$N' = \begin{bmatrix} a\pi' & aA' & 0 & \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & 0 \\ -aA' & a\pi' & 0 & \frac{\partial}{\partial \theta} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial \sigma} & \frac{R_0}{a\sigma} \\ \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin\theta & \frac{\partial}{\partial \sigma} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{R_0}{a\sigma} & 0 & \frac{R_0^2}{ac^2} \pi' \end{bmatrix},$$

其中

$$\pi' = \frac{u'}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} + v' \frac{\partial}{\partial \theta} + \sigma \frac{\partial}{\partial \sigma},$$

$$A' = 2\Omega \cos\theta + \text{ctg}\theta u',$$

$$\tilde{L}_1' = -a \frac{\partial}{\partial \sigma} v_1 \left(\frac{g\sigma}{R_0 T} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \sigma} - a \mu_1 \nabla^2,$$

$$\tilde{L}_2' = -\frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \sigma} v_2 \left(\frac{g\sigma}{R_0 T} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \sigma} - \frac{1}{a} \mu_2 \nabla^2,$$

$$c^2 = \frac{R_0^2 T}{g} (\gamma_d - \bar{\gamma}),$$

$$\nabla^2 = \frac{1}{a^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{a^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta}.$$

这里的 $\bar{T} = \bar{T}(p)$ (或者 $\bar{\varphi} = \bar{\varphi}(p)$) 表示 p 等压面上全球平均的气温均值 (或者位势高度均值), T (或者 φ') 表示 $\bar{T}$ ($\bar{\varphi}$) 的偏差, 其他的都是常用变量记号. 算子 N' 的表达式表明它不仅包含了非线性平流及对流过程, 也包含了科氏力和气压梯度力的作用. 因此, 与原始方程组的分量形式相比, 算子方程组(44)更能简洁地反映出大气运动的强迫耗散性质(丑纪范, 1983).

为了方便将全球大气环流的三型分解模型与大气运动的原始方程组(44)相结合, 需要先将算子方程(43)改写成为

$$\phi' = C\psi$$

$$= \begin{bmatrix} 0 & \frac{\partial}{\partial \sigma} & -\frac{\partial}{\partial \theta} & 0 & 0 \\ -\frac{\partial}{\partial \sigma} & 0 & \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & 0 & 0 \\ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta & -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \psi. \quad (45)$$

这里的 $\psi = (H, W, R, \varphi', T)^T$. 将方程(45)代入方程(44)可得

$$CB'C \frac{\partial \psi}{\partial t} + (CN'C + CL'C)\psi = C\xi'. \quad (46)$$

这里的算子 C 是一个自伴算子, 结合算子 N' 的反伴性及算子 B' 和 L' 的自伴性易得(Hu等, 2018b), 方程(46)中的算子 $CN'C$ 是反伴算子, 算子 $CB'C$ 和 $CL'C$ 是自伴算子. 因此, 算子方程(46)各项的左边所作用的算子 C , 使得方程(46)保持了方程(44)的算子性质不变, 进而使得新的动力学方程组仍然保持了原有行星尺度原始方程组的耗散结构特征不变. 由于新的动力学方程组(46)是流函数 H 、 W 和 R 代替原始方程组中的速度场分量 u' 、 v' 和 σ 所得到的直接关于大尺度环流 H 、 W 和 R 的方程组, 因此, 我们称式(46)为大尺度三型环流的动力学方程组(Hu等, 2018b).

利用式(33), 容易得式(46)的分量形式为

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial^2 H}{\partial \sigma^2} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 R}{\partial \lambda \partial \sigma} \right) - \frac{\partial}{\partial \sigma} \pi \frac{\partial H}{\partial \sigma} \\ & - \frac{\partial}{\partial \sigma} A' \frac{\partial W}{\partial \sigma} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(A' \frac{\partial R}{\partial \theta} + \pi \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \lambda} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial \sigma} \tilde{L}_1' \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \lambda} - \frac{\partial H}{\partial \sigma} \right) = \frac{R_0}{a^2 \sigma} \frac{\partial T}{\partial \theta}, \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \sigma^2} - \frac{\partial^2 R}{\partial \theta \partial \sigma} \right) - \frac{\partial}{\partial \sigma} A' \frac{\partial H}{\partial \sigma} \\ & + \frac{\partial}{\partial \sigma} \pi \frac{\partial W}{\partial \sigma} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(A' \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \lambda} - \pi \frac{\partial R}{\partial \theta} \right) \\ & + \frac{\partial}{\partial \sigma} \tilde{L}_1' \left(\frac{\partial W}{\partial \sigma} - \frac{\partial R}{\partial \theta} \right) = \frac{R_0}{a^2 \sigma \sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda}, \end{aligned} \quad (48)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\Delta_3 R) + \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta A' \frac{\partial H}{\partial \sigma} - \frac{\partial}{\partial \lambda} \pi \frac{\partial H}{\partial \sigma} \right) \\ & - \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \pi \frac{\partial W}{\partial \sigma} + \frac{\partial}{\partial \lambda} A' \frac{\partial W}{\partial \sigma} \right) \\ & + \frac{1}{\sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \pi \frac{\partial R}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial \lambda} \pi \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \lambda} \right. \\ & \left. - \frac{\partial}{\partial \theta} A' \frac{\partial R}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \lambda} A' \frac{\partial R}{\partial \theta} \right) \\ & + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \tilde{L}_1' \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial R}{\partial \lambda} - \frac{\partial H}{\partial \sigma} \right) \\ & - \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \tilde{L}_1' \left(\frac{\partial W}{\partial \sigma} - \frac{\partial R}{\partial \theta} \right) = 0, \end{aligned} \quad (49)$$

$$\begin{aligned} & \frac{R_0^2}{ac^2} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{R_0}{a\sigma} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (\sin \theta H)}{\partial \theta} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial W}{\partial \lambda} \right) \\ & + \frac{R_0^2}{ac^2} \pi' T + \tilde{L}_2' T = \frac{R_0^2}{ac^2 c_p} \varepsilon. \end{aligned} \quad (50)$$

我们注意到全球大气环流的三型分解模型的分量形式(32)是自动满足实际大气的连续性方程(21)的, 因此, 和原始方程组相比, 新的方程组(47)~(50)中没有直接出现连续性方程. 事实上, 在算子方程(44)~(46)的转变过程中, 由于自伴算子 C 的作用, 把方程(44)中关于位势高度 φ' 的作用过程借助于状态方程转移到对温度变量 T 的作用上去了, 减少了方程组(46)的一个物理量, 进而减少了一个方程, 使得新的动力学方程组(47)~(50)变为直接关于四个场变量 H 、 W 、 R 及 T 的偏微分方程, 这为我们利用大气运动的原始方程组去直接研究大尺度水平型环流、经圈型环流及纬圈型环流的动力学及热力学演变特征提供了方便.

进一步, σ 坐标系中实际速度场 $\mathbf{V}'$ 的三维涡度矢量可表示成为

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{V}' &= \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \theta} - \frac{\partial v'}{\partial \sigma} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial u'}{\partial \sigma} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \sigma}{\partial \lambda} \right) \mathbf{j} \\ &+ \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (u' \sin \theta)}{\partial \theta} \right) \mathbf{k}. \end{aligned} \quad (51)$$

通过诊断分析方程(51)中的各项发现, 和水平速

度场的垂直切变 $\left(-\frac{\partial v'}{\partial \sigma} \text{ 和 } \frac{\partial u'}{\partial \sigma}\right)$ 相比, 大尺度运动的垂直速度的水平切变项 $\left(\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \theta} \text{ 和 } -\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \lambda}\right)$ 是小量. 因此, 若用 $-\frac{\partial v'}{\partial \sigma}$ 和 $\frac{\partial u'}{\partial \sigma}$ 分别近似表示纬向涡度和经向涡度, 可将式(51)近似为如下形式:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{V}' &= \zeta_{\lambda} \mathbf{i} + \zeta_{\theta} \mathbf{j} + \zeta_{\sigma} \mathbf{k} \\ &\cong -\frac{\partial v'}{\partial \sigma} \mathbf{i} + \frac{\partial u'}{\partial \sigma} \mathbf{j} + \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (u' \sin \theta)}{\partial \theta} \right) \mathbf{k}, \end{aligned} \quad (52)$$

其中 ζ_{λ} 、 ζ_{θ} 和 ζ_{σ} 分别表示纬向、经向及垂直涡度. 利用(24)、(29)、(30)及(52)式, 容易将三型环流的动力学方程组(47)~(49)改写成为如下的三维涡度方程的形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_{\lambda}}{\partial t} &= -\pi' \zeta_{\lambda} - \zeta_{\lambda} D_{\lambda} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v'}{\partial \lambda} \frac{\partial u'}{\partial \sigma} - f \zeta_{\theta} \\ &\quad - \left(2 \text{ctg} \theta u' \frac{\partial u'}{\partial \sigma} + \text{ctg} \theta v' \frac{\partial v'}{\partial \sigma} \right) + \frac{\partial}{\partial \sigma} \tilde{L}_1 v' - \frac{R_0}{a^2 \sigma} \frac{\partial T}{\partial \theta}, \end{aligned} \quad (53)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_{\theta}}{\partial t} &= -\pi' \zeta_{\theta} - \zeta_{\theta} D_{\theta} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial u'}{\partial \theta} \frac{\partial v'}{\partial \sigma} + f \zeta_{\lambda} \\ &\quad - \text{ctg} \theta v' \frac{\partial u'}{\partial \sigma} - \frac{\partial}{\partial \sigma} \tilde{L}_1 u' + \frac{R_0}{a^2 \sigma} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda}, \end{aligned} \quad (54)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_{\sigma}}{\partial t} &= -\pi' \zeta_{\sigma} - \pi' (-f) - \zeta_{\sigma} D_{\sigma} \\ &\quad - (-f) D_{\sigma} + \left(\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \theta} \zeta_{\theta} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \lambda} \zeta_{\lambda} \right) \\ &\quad + \left(\frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \tilde{L}_1 u' - \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \tilde{L}_1 v' \right), \end{aligned} \quad (55)$$

其中 $D_{\lambda} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v' \sin \theta}{\partial \theta} + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}$ 和 $D_{\theta} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}$ 分别表示经圈平面与纬圈平面内的散度, $D_{\sigma} = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v' \sin \theta}{\partial \theta}$ 表示水平散度. 方程组(53)~(55)各项物理意义的详细解释可参考文献(Hu等, 2018b).

全球大气环流的三型分解模型与大气运动的原始方程组相结合所得到的大尺度水平型、经圈型及纬圈型环流的动力学方程组, 不仅从三维涡度场(即纬向涡度、经向涡度和垂直涡度)演变的角度揭示了大尺度三型环流的动力学演变机制, 而且还从涡度场分解的角度给出了大尺度三型环流的非线性作用的源项过程(Hu等, 2018b). 事实上, 根据方程(32)和(52), 速度场 $\mathbf{V}'$ 的三维涡度矢量可改写成为

$$\begin{cases} \zeta_{\lambda} = \zeta_{\lambda H} + \zeta_{\lambda R} \cong \left(-\frac{\partial v'_H}{\partial \sigma} \right) + \left(-\frac{\partial v'_R}{\partial \sigma} \right), \\ \zeta_{\theta} = \zeta_{\theta W} + \zeta_{\theta R} \cong \frac{\partial u'_W}{\partial \sigma} + \frac{\partial u'_R}{\partial \sigma}, \\ \zeta_{\sigma} = \zeta_{\sigma R} + \zeta_{\sigma H} + \zeta_{\sigma W} \\ = \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v'_R}{\partial \lambda} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (u'_R \sin \theta)}{\partial \theta} \right) \\ + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial v'_H}{\partial \lambda} - \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (u'_W \sin \theta)}{\partial \theta}, \end{cases} \quad (56)$$

其中 $\zeta_{\lambda H}$ 和 $\zeta_{\lambda R}$ 表示经圈型环流和水平型环流的纬向涡度, $\zeta_{\theta W}$ 和 $\zeta_{\theta R}$ 表示纬圈型环流和水平型环流的经向涡度, 而 $\zeta_{\sigma R}$ 、 $\zeta_{\sigma H}$ 和 $\zeta_{\sigma W}$ 则分别表示水平型环流、经圈型环流和纬圈型环流的垂直涡度. 若将三维涡度 ζ_{λ} 、 ζ_{θ} 及 ζ_{σ} 的分解量表达式(56)代入方程组(53)~(55), 即可得到方程组(53)~(55)的分解形式. 若对三维涡度方程的分解形式进行诊断分析, 有望量化地揭示全球变暖背景下大尺度三型环流的非线性作用的源项动力学机制, 特别是全球非均匀增温所引起的温度梯度 $\frac{R_0}{a^2 \sigma} \frac{\partial T}{\partial \theta}$ 和 $\frac{R_0}{a^2 \sigma} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial T}{\partial \lambda}$ 对经圈型环流和纬圈型环流的产生及发展的直接作用机理研究.

6 结论

依据大气运动的主要特征, 我们常将实际大气环流划分成为中高纬度大气环流与低纬度大气环流, 这导致当前的研究中有中高纬度大气动力学和低纬度大气动力学划分的局限性. 实际上, 围绕在旋转地球上的大气运动是一个整体, 低纬度的大气环流与中高纬度的大气环流之间有着复杂的相互作用关系的. 从全球的视角去研究中高纬度大气环流与低纬度大气环流之间的三维运动规律是一个重要的科学难题.

本文所介绍的全球大气环流三型分解理论正是为了探索解决全球大气环流统一描述的动力学问题而逐步发展起来的新理论. 通过理论分析并结合再分析资料的计算结果发现, 全球大气环流的三型分解过程不仅将实际大尺度环流分解成为水平型、经圈型与纬圈型环流的叠加, 同时也将实际大气垂直速度中的经向环流与纬向环流部分以及垂直涡度中的水平涡旋部分与辐合辐散部分有效的分解开来(Hu等, 2017). 其中,

垂直速度中的经圈型环流和纬圈型环流分量的有效分解, 为克服传统研究中常利用实际垂直速度表示局地纬向垂直环流(或经向垂直环流)时因包含经向垂直环流(纬向垂直环流)而导致结果不准确的问题提供了可行方法. 而垂直涡度的分解不仅为研究辐合辐散运动对垂直涡度场的演变作用提供了新的方法, 同时也将全球水平型环流、经圈型环流以及纬圈型环流的动力学方程组进行了分解(Hu等, 2018b), 为利用全球大气环流三型分解模型及动力力学方程组诊断分析全球范围内的大尺度三型环流之间非线性作用的源项过程、揭示全球变暖背景下大尺度三型环流的非线性作用的源项动力学机制, 特别是全球非均匀增温所引起的温度梯度对经圈型环流和纬圈型环流的产生及发展的直接作用机理研究等提供了新的理论工具.

全球大气环流的三型分解是一种针对实际大气运动特点的三维环流分解方法, 由于分解后的水平型环流、经圈型环流以及纬圈型环流分别是中高纬度地区的Rossby波及低纬度地区的Hadley和Walker环流在全球的推广, 因此, 新的环流分解模型及其动力学方程组不仅在中高纬度大气环流与低纬度大气环流相互作用的定量诊断及机理研究方面表现出潜在的应用价值, 而且该理论可为Rossby波、Hadley和Walker环流的异常演变的物理机制问题研究探索新的思路和方法.

参考文献

- 丑纪范. 1974. 天气数值预报中使用过去资料的问题. 中国科学, 6: 635–644
- 丑纪范. 1983. 初始场作用的衰减与算子的特性. 气象学报, 41: 385–392
- 成剑波. 2019. 基于全球大气环流三型分解方法对哈德来环流变化及其受地形影响的研究. 博士学位论文. 兰州: 兰州大学
- 成剑波, 胡淑娟, 丑纪范. 2016. Hadley环流的双层结构及其年代际演变特征. 热带气象学报, 32: 207–218
- 邓北胜, 刘海涛, 丑纪范. 2010. ENSO事件期间热带印度洋和太平洋地区大尺度海气相互作用联系的研究. 热带气象学报, 26: 357–363
- 管晓丹, 马洁茹, 黄建平, 黄瑞新, 张镭, 马柱国. 2019. 海洋对干旱半干旱区气候变化的影响. 中国科学: 地球科学, 49: 895–912
- 胡淑娟. 2006. 全球大气运动的三维环流分解及大气垂直运动特征的分析. 博士学位论文. 兰州: 兰州大学
- 胡淑娟. 2008. 1998年7月副热带高压短期结构演变特征与垂直运动的关系. 兰州大学学报(自然科学版), 44: 28–32
- 刘海涛, 胡淑娟, 徐明, 丑纪范. 2007. 全球大气环流三维分解. 中国科学: 地球科学, 37: 1679–1692
- 陶祖钰, 周小刚, 郑永光. 2012. 天气预报的理论基础——准地转理论概要及其业务应用. 气象科技进展, 2: 6–16
- 吴国雄, Tibaldi S. 1988. 关于大气平均经圈环流的一种计算方案. 中国科学B辑: 化学生物学农学医学地学, 18:106–114
- 徐明. 2001. 大尺度环流的三维分解及其动力特征的研究. 博士学位论文. 兰州: 兰州大学
- 周小刚, 王秀明, 陶祖钰. 2013. 准地转理论基本问题回顾与讨论. 气象, 39: 401–409
- Bayr T, Dommengot D, Martin T, Power S B. 2014. The eastward shift of the Walker Circulation in response to global warming and its relationship to ENSO variability. *Clim Dyn*, 43: 2747–2763
- Charney J, Halem M, Jastrow R. 1969. Use of incomplete historical data to infer the present state of the atmosphere. *J Atmos Sci*, 26: 1160–1163
- Chelton D B, Schlax M G. 1996. Global observations of oceanic Rossby waves. *Science*, 272: 234–238
- Cheng J B, Gao C B, Hu S J, Feng G L. 2018. High-stability algorithm for the three-pattern decomposition of global atmospheric circulation. *Theor Appl Climatol*, 133: 851–866
- DiNezio P N, Vecchi G A, Clement A C. 2013. Detectability of changes in the Walker circulation in response to global warming. *J Clim*, 26: 4038–4048
- England M H, McGregor S, Spence P, Meehl G A, Timmermann A, Cai W, Gupta A S, McPhaden M J, Purich A, Santoso A. 2014. Recent intensification of wind-driven circulation in the Pacific and the ongoing warming hiatus. *Nat Clim Change*, 4: 222–227
- Hartmann D L. 1994. *Global Physical Climatology*. San Diego: Academic Press. 155
- Holton J R, Staley D O. 1973. An introduction to dynamic meteorology. *Am J Phys*, 41: 752–754
- Hou X Y, Cheng J B, Hu S J, Feng G L. 2018. Interdecadal variations in the Walker circulation and its connection to inhomogeneous air temperature changes from 1961–2012. *Atmosphere*, 9: 469
- Hu S J, Cheng J B, Chou J F. 2017. Novel three-pattern decomposition of global atmospheric circulation: Generalization of traditional two-dimensional decomposition. *Clim Dyn*, 49: 3573–3586
- Hu S J, Chou J F, Cheng J B. 2018a. Three-pattern decomposition of global atmospheric circulation: Part I—Decomposition model and theorems. *Clim Dyn*, 50: 2355–2368
- Hu S J, Cheng J B, Xu M, Chou J F. 2018b. Three-pattern decomposition of global atmospheric circulation: Part II—Dynamical equations of horizontal, meridional and zonal circulations. *Clim Dyn*, 50: 2673–2686
- Hu Y Y, Tung K K, Liu J P. 2005. A closer comparison of early and

- late-winter atmospheric trends in the northern hemisphere. *J Clim*, 18: 3204–3216
- Hu Y Y, Fu Q. 2007. Observed poleward expansion of the Hadley circulation since 1979. *Atmos Chem Phys*, 7: 5229–5236
- Hu Y Y, Huang H, Zhou C. 2018. Widening and weakening of the Hadley circulation under global warming. *Sci Bull*, 63: 640–644
- Kiladis G N, Weickmann K M. 1992a. Circulation anomalies associated with tropical convection during northern winter. *Mon Weather Rev*, 120: 1900–1923
- Kiladis G N, Weickmann K M. 1992b. Extratropical forcing of tropical Pacific convection during northern winter. *Mon Weather Rev*, 120: 1924–1939
- Kiladis G N, Feldstein S B. 1994. Rossby wave propagation into the tropics in two GFDL general circulation models. *Clim Dyn*, 9: 245–252
- Kiladis G N, Wheeler M. 1995. Horizontal and vertical structure of observed tropospheric equatorial Rossby waves. *J Geophys Res*, 100: 22981–22997
- Kiladis G N, Weickmann K M. 1997. Horizontal structure and seasonality of large-scale circulations associated with submonthly tropical convection. *Mon Weather Rev*, 125: 1997–2013
- Kosaka Y, Xie S P. 2013. Recent global-warming hiatus tied to equatorial Pacific surface cooling. *Nature*, 501: 403–407
- Mitas C M, Clement A. 2005. Has the Hadley cell been strengthening in recent decades? *Geophys Res Lett*, 32: L03809
- Oort A H, Yienger J J. 1996. Observed interannual variability in the Hadley circulation and its connection to ENSO. *J Clim*, 9: 2751–2767
- Qian W H, Wu K J, Chen D L. 2015. The Arctic and Polar cells act on the Arctic sea ice variation. *Tellus Ser A-Dyn Meteorol Oceanol*, 67: 27692
- Qian W H, Wu K J, Liang H Y. 2016. Arctic and Antarctic cells in the troposphere. *Theor Appl Climatol*, 125: 1–12
- Qian W H, Wu K J, Leung J C H. 2017. Climatic anomalous patterns associated with the Arctic and Polar cell strength variations. *Clim Dyn*, 48: 169–189
- Rossby C G. 1939. Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. *J Mar Res*, 2: 38–55
- Schwendike J, Govekar P, Reeder M J, Wardle R, Berry G J, Jakob C. 2014. Local partitioning of the overturning circulation in the tropics and the connection to the Hadley and Walker circulations. *J Geophys Res-Atmos*, 119: 1322–1339
- Schwendike J, Berry G J, Reeder M J, Jakob C, Govekar P, Wardle R. 2015. Trends in the local Hadley and local Walker circulations. *J Geophys Res-Atmos*, 120: 7599–7618
- Trenberth K E, Stepaniak D P. 2003. Seamless poleward atmospheric energy transports and implications for the Hadley circulation. *J Clim*, 16: 3706–3722
- Trenberth K E, Caron J M. 2001. Estimates of meridional atmosphere and ocean heat transports. *J Clim*, 14: 3433–3443
- Zhang C, Webster P J. 1992. Laterally forced equatorial perturbations in a linear model. Part I: Stationary transient forcing. *J Atmos Sci*, 49: 585–607

(责任编辑: 罗德海)