

东海黑潮上下游不同的涡动能季节变化特征 及其产生机制*

王思雯¹ 杨洋¹ 梁湘三^{2,3} 赵宇慧¹ 王长友¹

(1. 南京信息工程大学海洋科学学院 江苏南京 210044; 2. 复旦大学大气与海洋科学系以及大气科学研究院 上海 200438;
3. 上海期智研究院 上海 200232)

摘要 用一种新的泛函工具——多尺度子空间变换(multiscale window transform, MWT),得到如实的东海涡动能分布,发现东海黑潮上下游区域的涡动能有着完全不同的季节变化特征。根据功率谱分析,东海黑潮流系可正交地重构到背景流尺度子空间(大于 64 d)与涡旋尺度子空间(小于 64 d),并用 MWT 得出相应子空间的能量,后者即为涡动能。结果表明,上游涡动能在 8 月达到峰值,冬季最弱;而下游涡动能在 4 月和 9 月存在两个峰值,冬季最弱。利用基于 MWT 的正则传输理论以及局地多尺度能量分析方法,发现正压不稳定和斜压不稳定是东海黑潮涡动能的主要来源,且这两个来源决定了其上下游不同的季节变化。其中上游涡动能的季节变化主要受正压不稳定路径(即背景流动能向涡动能的正则传输)控制,而下游涡动能在 4 月的峰值主要由斜压不稳定路径(即背景流有效位能向涡旋有效位能作正则传输并进一步转化为涡动能)决定,其在 9 月的峰值受到正压不稳定和斜压不稳定的共同影响。

关键词 黑潮; 东海; 多尺度子空间变换; 正则传输; 正压不稳定; 斜压不稳定

中图分类号 P738 **doi:** 10.11693/hyhz20211000236

黑潮是北太平洋副热带海区的一支强西边界流,它起源于菲律宾东部海域,经台湾和与那国岛之间的通道进入中国东海并沿东海大陆架向东北流动,后经吐噶喇海峡流出东海进入日本南部海域,最终向东汇入北太平洋(图 1)。由于黑潮源源不断地将热量和营养物自南向北输送,其流量和能量等的时空变化对西北太平洋区域的水文、渔业和气候有着深远的影响(Qiu, 2001; Matsuno *et al.*, 2009)。黑潮主段位于东海,流经区域存在大量中尺度和亚中尺度涡旋。这些涡旋大多集中在黑潮主轴,沿主轴向东北方向传播(Liu *et al.*, 2012; Qin *et al.*, 2015; Cheng *et al.*, 2017)。研究表明,东海黑潮区域的涡旋一部分来自西北太平洋。在西北太平洋区域,副热带逆流的斜压不稳定产生大量涡旋(Gill *et al.*, 1974; Qiu, 1999;

Roemmich *et al.*, 2001; Qiu *et al.*, 2010)。这些涡旋向西传播,大部分会到达西北太平洋大陆坡附近(Yang *et al.*, 1999; Zhang *et al.*, 2001; Jan *et al.*, 2017),随后进入东海并对黑潮造成直接或间接的影响(Ichikawa *et al.*, 1993; Andres *et al.*, 2013; 王兴智等, 2014; Soeyanto *et al.*, 2014; Jan *et al.*, 2017)。而 Cheng 等(2017)指出琉球群岛岛链的存在使得很多涡旋很难进入东海,故外来涡旋对东海黑潮附近的涡旋活动贡献不大,并非该区域涡旋的主要来源。

东海黑潮区域大部分涡旋是局地产生的,且呈现波状结构(郭炳火等, 1995)。大量研究均表明黑潮会通过失稳过程给涡旋的生成和发展提供能量(Wang *et al.*, 1987; Jia *et al.*, 2005; Yan *et al.*, 2019)。Kamidaira 等(2017)利用一个双重嵌套结构的海洋模式发现东海

* 国家自然科学基金项目, 41975064 号, 41806023 号; 2015 江苏双创团队项目; 江苏省特聘教授项目。王思雯, 硕士研究生, E-mail: wswing1997@icloud.com

通信作者: 梁湘三, 教授, E-mail: xsliang@fudan.edu.cn

收稿日期: 2021-10-08, 收修改稿日期: 2021-11-23

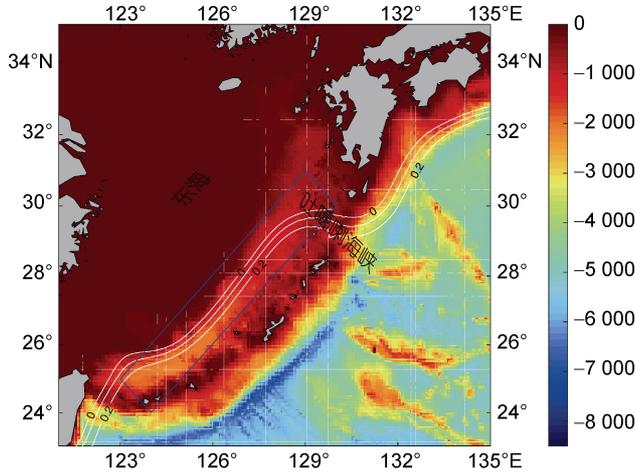


图1 研究区域地形图

Fig.1 Bathymetry of the research domain

注: 白色等值线代表基于混合坐标海洋模式(hybrid coordinate ocean model, HYCOM)再分析数据得到的平均海平面高度, 图中仅画出 0, 0.1, 0.2 m 的等值线, 用来表示黑潮流轴; 蓝色实线框代表本文重点关注区域; 数据来自 ETOPO1

黑潮东北段以斜压不稳定的方式为涡旋提供能量。杨洋等(2019)使用一种新的多尺度能量分析方法指出东海黑潮上游表现为混合不稳定(即正压与斜压不稳定), 而下游则仅表现为斜压失稳。以上研究表明失稳过程在黑潮的上、下游是以不同方式表现出来的。

作为涡旋能量的主要来源, 东海黑潮的时空变化必然会对涡旋活动产生重要影响。大量的资料分析表明, 东海黑潮流速和流量均存在着显著的季节变化(袁耀初等, 2006)。总体来看, 东海黑潮流速夏季大、冬季小(Ichikawa *et al*, 1993; Li *et al*, 2020; 邓丽静等, 2014); 具体到上游与下游区域, 东海黑潮上游的流量呈现夏强秋弱的季节变化(Lee *et al*, 2007; Liu *et al*, 2012), 下游流量则存在夏强冬弱的季节特征(Yang *et al*, 2003)。东海黑潮的这种季节变化很有可能通过不稳定过程对涡旋活动进行调制。实际上, 目前在黑潮延伸体和南极绕极流区域已有很多研究证实背景流通过正压与斜压失稳等过程影响区域涡旋动能的季节变化(Qiu, 1999; Ebuchi *et al*, 2000; Phillips *et al*, 2000; Imawaki *et al*, 2001; Penduff *et al*, 2004; Andres *et al*, 2008; Chen *et al*, 2014)。那么东海黑潮涡动能的季节变化主要是受何种机制控制? 上下游是否存在空间差异性? 这些问题尚待研究。

本文将聚焦东海黑潮涡动能的季节变化, 并通过诊断涡动能收支方程, 探讨东海黑潮流旋季节变化的成因。为了定量给出背景流和涡旋场之间的能量

交换及其他能量输运过程, 本文将采用一种新的泛函分析工具, 即多尺度子空间变换(multiscale window transform, MWT; Liang *et al*, 2007b), 将东海黑潮重构至背景流尺度子空间和涡旋尺度子空间, 并采用基于 MWT 的正则传输理论和局地多尺度能量分析方法(Liang *et al*, 2005; Liang, 2016)对相关的多尺度能量过程进行诊断。有关该系列方法的介绍将在第 2 节给出。在第 3 节中, 我们将介绍本研究使用的数据。第 4 节展示了本研究的结果。第 5 节为本研究的主要结论。

1 方法

1.1 多尺度子空间变换(MWT)

发生在大气海洋中的真实过程往往具有时空间歇性, 想要研究这些过程相关的多尺度相互作用, 能正确表征多尺度能量是前提。比如为了得到扰动能, 前人常使用滤波的方法对原始场进行分离, 将得到的扰动场的平方量作为扰动能。这种做法在概念上就是不正确的。这里以一个简单的谐波为例, 假设一个速度场 $u(t)$ 经傅里叶展开成背景场 $\bar{u}(t)$ 和扰动场 $u'(t)$:

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

其中, a_0, a_1, b_0 和 b_1 是傅里叶变换系数; ω_0 和 ω_1 分别表示背景场和扰动场的频率。前人通常将重构场的平方, 即 $[\bar{u}(t)]^2$ 和 $[u'(t)]^2$, 当作背景场和扰动场的能量。然而, 多尺度能量是傅里叶变换系数的平方和, 即 $a_0^2 + b_0^2$ 与 $a_1^2 + b_1^2$ (功率谱就是如此构造的), 绝非重构场的平方。前者是相空间的概念, 与时间无关; 而后者是物理空间的概念, 是时间的函数。事实上, 作为相空间概念的“多尺度能量”之所以能等同于物理空间的“能量”, 是由于泛函分析中的 Parseval 等式所致。非常遗憾的是, 这个出发点与关键点几乎为人所忘却, 过去二三十年的文献中之所以出现如此多的关于多尺度能量的概念性错误, 原因就在于此。最近梁湘三的一系列文章, 尤其是 Liang 等(2007b)、Liang (2016)对此作了相当详尽的阐述。以式(1)为例, 当其中的 $\bar{u}(t)$ 为常数时, 容易证明:

$$a_1^2 + b_1^2 = \overline{[u'(t)]^2}, \quad (2)$$

式(2)正是雷诺分解的扰动能量表达式, 可见其时间

平均非常重要, 否则 $[u'(t)]^2$ 没有意义。最近二三十年来文献中大量的研究为了得到扰动能量随时间的变化采用 $[u'(t)]^2$ 来表征能量, 这显然是不对的。为了得到时变的多尺度能量, Liang 等(2007b)发现这绝非简单易事, 他们在发展了 MWT 以后, 才系统地解决了上述问题。

简单来说, MWT 是一种泛函工具, 它将函数空间正交地分解成多个子空间的直和, 我们将这样的子空间称为尺度子空间(scale window), 或者简称子空间; 类似小波变换, MWT 还具有局地性(因本研究讨论的是时间尺度, 这里的局地性即反映了时变信息)。需要强调的是, 这里正交性很重要, 否则 Parseval 等式无法成立, 从而物理意义上的能量无法被定义。Liang 等(2007b)发现, 对于一类特殊的正交滤波器存在着与傅里叶变换与逆傅里叶变换类似的“变换-重构对”, 这种变换-重构对即 MWT 和多尺度子空间重构(multiscale window reconstruction; MWR)。对一个时间序列, 可以通过 MWR 得到相应的滤波场(重构场)。与一般滤波器不同的是, 这里还可以得到与之对应的 MWT 变换系数, Liang 等(2007b)证明了重构场的能量等于变换系数的平方(再乘上一常数)。更多细节和推导请参阅原文, 一个稍详尽的简介参见 Liang (2016)。

根据本文的研究目的, 即探究东海黑潮区域涡动能的季节变化, 我们使用 MWT 对东海黑潮区域的相关变量做尺度分离并得到时变涡动能。图 2 中给出了基于 AVISO 观测资料与混合坐标海洋模式(hybrid coordinate ocean model, HYCOM)数据得到的研究区

域表层及 700 m 深度流速场的功率谱。从该图可见, 黑潮流域流速场具有显著的多时间尺度信号, 其中最显著的是两个月以下的涡旋扰动信号, 这在表层和深层的动能谱中均有所反映。注意由于 AVISO 数据在时空方向均做了平滑, 其高频尺度的信号比根据 HYCOM 数据计算得到的信号要弱很多(详见 3.1)。在本文的研究中, 我们定义时间尺度大于 64 d 的子空间为背景流尺度子空间, 小于 64 d 的子空间为涡旋尺度子空间。我们还使用 128 d 作为截断周期划分东海黑潮背景流和涡旋尺度子空间, 得到的能量学结果与 64 d 的情形基本一致, 不影响本文的研究结论。图 3 展示了某两日 HYCOM 模拟的海表面高度(sea surface height, SSH; 彩色等值线)和流速原始场(黑色箭头)及其进行尺度分离后得到的背景流与涡旋重构场。从图中可见叠加在东海黑潮主轴正负交替分布的涡(弯曲)信号被很好地分离到了涡旋尺度子空间(图 3e, 3f)上, 而背景流尺度子空间则包含了相对缓变的黑潮主流以及在琉球岛链外侧时空尺度较大的中尺度涡(图 3c, 3d)。为方便起见, 下面我们用 $\omega = 0, 1$ 分别表示背景流尺度子空间与涡旋尺度子空间。

1.2 正则传输

在能量学中, 要定量研究流体不稳定过程及其相关的多尺度相互作用(如涡流相互作用), 首先要得到正确的不同尺度间的能量传输项。在 MWT 的框架下, Liang (2016) 提出了正则传输理论(canonical transfer)。假设在不可压的流场 \mathbf{u} 中, 有一标量场 T , 其随时间的变化如式(3)所示:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}T) = \dots, \quad (3)$$

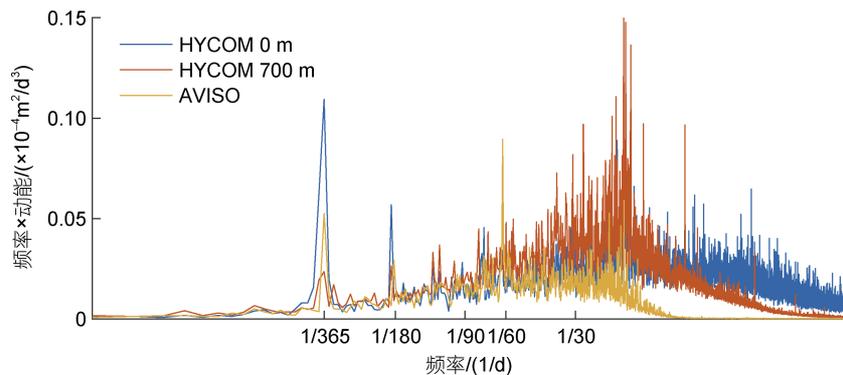


图 2 东海黑潮区域的流场动能谱

Fig.2 The kinetic energy spectrum averaged over the Kuroshio region in the East China Sea

注: 蓝线代表基于 HYCOM 再分析数据得到的表层流场动能谱; 橙线代表基于 HYCOM 再分析数据得到的深层 700 m 流场动能谱; 黄线代表基于 AVISO 观测数据得到的表层流场动能谱

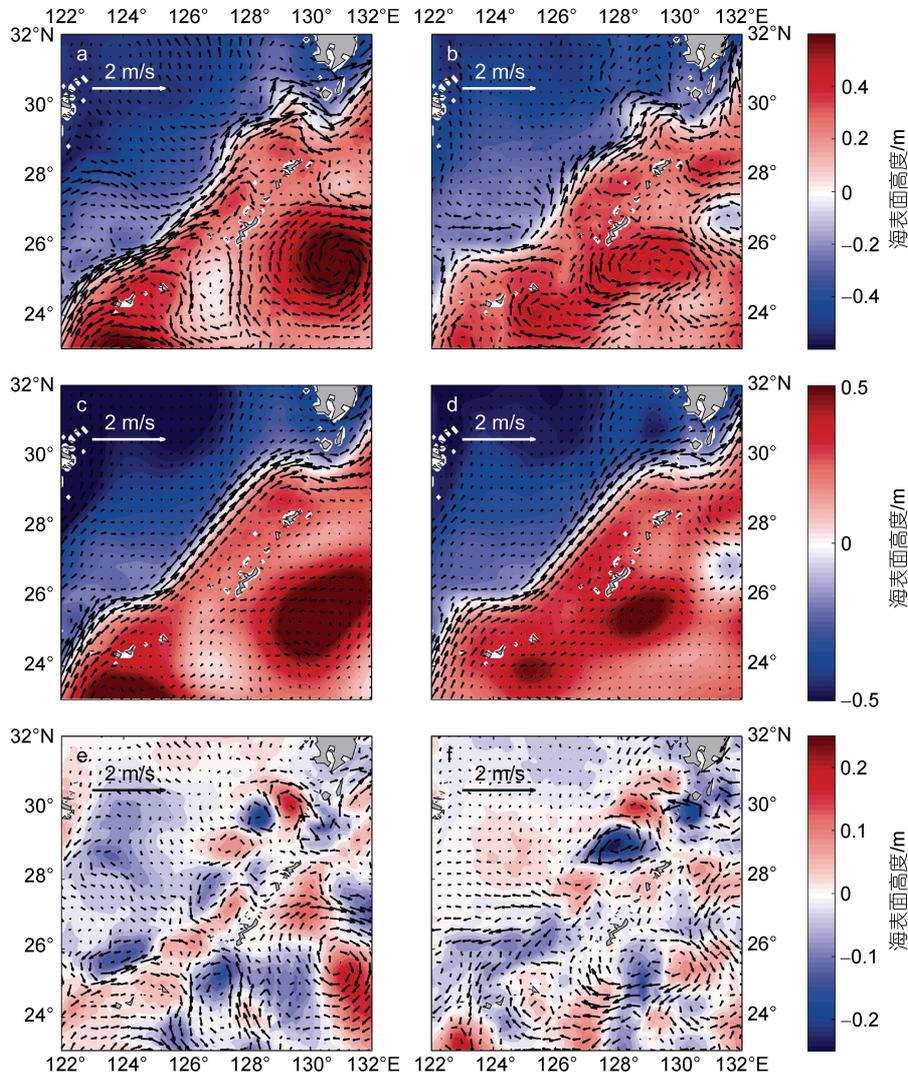


图 3 海表面高度及流速场的多尺度子空间变换重构

Fig.3 Multiscale window transform (MWT) reconstructed SSH (sea surface height) and velocity snapshots

注: 黑色箭头为流速场(单位: m/s); a、c、e 为 1994 年 7 月 4 日; b、d、f 为 2011 年 5 月 21 日; a 和 b 为原始场; c 和 d 为平均流场; e 和 f 为涡旋场; 数据来自 HYCOM

式(3)右边包含外源, 耗散等其他过程。对(3)式两边做 MWT, 再乘以 $\hat{T}_n^{-\sigma}$ (下标 n 表示时间), 可得到 σ 子空间的能量方程

$$\frac{\partial E_n^\sigma}{\partial t} = -\hat{T}_n^{-\sigma} \nabla \cdot (\widehat{uT})_n^{-\sigma} + \dots, \quad (4)$$

其中, $E_n^\sigma = \frac{1}{2}(\hat{T}_n^{-\sigma})^2$ 为 σ 子空间上的能量, (4)式右侧第一项包含了两类不同的物理过程, 一类是跨尺度传输过程, 表示不同尺度间能量的交换, 与流体内部不稳定相关; 另一类是同尺度传输过程, 表示 σ 尺度子空间能量的空间输运, 在数学上具有散度的形式。针对跨尺度传输和同尺度输运过程的分离一直是一

个难题, 很早就有学者意识到这种分离并非唯一 (Holopainen, 1978; Plumb, 1983)。对此, Liang (2016) 基于 MWT 严格证明并得到形式唯一的跨尺度传输表达式,

$$\Gamma_n^\sigma = \frac{1}{2} \left[(\widehat{uT})_n^{-\sigma} \cdot \nabla \hat{T}_n^{-\sigma} - \hat{T}_n^{-\sigma} \nabla \cdot (\widehat{uT})_n^{-\sigma} \right], \quad (5)$$

且上述传输项满足守恒定律:

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

其中, \sum_n 和 \sum_σ 分别表示对所有时间和子空间的求和。(6)式说明这种传输是不同子空间之间的能量再分配, 它既不会产生也不会消耗能量。遗憾的是, 基于传统得出的经验公式都无法满足这一性质, 因此,

Liang (2016)称这种传输为“正则传输”。

为了比较传统方法中的能量传输与正则传输的区别,我们将二者的能量方程都基于雷诺分解(即分成平均场和扰动场两个尺度)导出。在传统方法(如 Von Storch *et al.*, 2012; Yan *et al.*, 2019)中,平均场和扰动场的能量方程具有如下形式

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \bar{T}^2 \right) + \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} \bar{\mathbf{u}} \bar{T}^2 \right) = -\bar{T} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}' T'), \quad (7)$$

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

这里,如果 T 是速度场,那么此两式是平均场和扰动场的动能方程;如果 T 是密度异常场,那么此两式对应有有效位能方程。为了简便起见这里只列出了跨尺度传输和空间输运项,因为传统方法和本文所用方法最根本的区别体现在这两类过程。等式左边具有散度形式的项为输运项,等式右边则为传统方法中的跨尺度传输项,我们注意到,

$$\bar{T} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}' T') + \bar{\mathbf{u}}' T' \cdot \nabla \bar{T} = \nabla \cdot (\bar{T} \bar{\mathbf{u}}' T') \neq 0, \quad (9)$$

这说明传统方法中能量在尺度间的交换不守恒。因此,

像(8)式中的 $-\bar{\mathbf{u}}' T' \cdot \nabla \bar{T}$ 也就无法信实地表征平均场对扰动场的能量传输。

由于雷诺分解是 MWT 的一种特殊情形, Liang 等 (2007b) 得到了雷诺分解下的正则传输,相应的能量方程有如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \bar{T}^2 \right) + \nabla \cdot \left(\frac{1}{2} \bar{\mathbf{u}} \bar{T}^2 + \frac{1}{2} \bar{T} \bar{\mathbf{u}}' T' \right) = -\Gamma, \quad (10)$$

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

式中, $\Gamma = (1/2) [\bar{T} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}' T') - \bar{\mathbf{u}}' T' \cdot \nabla \bar{T}]$ 为正则传输项,该项在平均和扰动能量方程中只相差一个负号,两者相加抵消,即能量在尺度间交换是守恒的。因此,这种正则传输过程可以信实地表征涡动场与背景流之间的相互作用。表 1 列出了传统方法中的正压传输、斜压传输和正则正压传输、正则斜压传输的数学表达式。Liang 等(2007b)通过对一个具有解析解的正压不稳定模式分析发现,传统的正压传输无法给出正确的不稳定源,而正则传输则可以。

表 1 基于雷诺分解的传统传输和正则传输项的数学表达式

Tab.1 Mathematical expressions of the traditional transfer and canonical transfer based on Reynolds decomposition

	正压传输(BT)	斜压传输(BC)
传统方法	$-(\bar{\mathbf{u}}' \nabla \bar{u} + \bar{v} \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{v})$	$-\frac{g^2}{\rho_0^2 N^2} \bar{\rho}' \mathbf{u}' \cdot \nabla \bar{\rho}$
正压传输理论	$\frac{1}{2} [\bar{u} \nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}') - \bar{\mathbf{u}}' \cdot \nabla \bar{u}] + \frac{1}{2} [v \nabla \cdot (\bar{\mathbf{v}}') - \bar{v}' \cdot \nabla v]$	$\frac{1}{2} \frac{g^2}{\rho_0^2 N^2} [\bar{\rho} \nabla \cdot (\bar{\rho}') - \bar{\rho}' \cdot \nabla \bar{\rho}]$

1.3 局地多尺度能量分析

基于上述理论框架, Liang(2016)导出了 ω 子空间上的动能 $K^\omega = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{u}}_H^\omega \cdot \hat{\mathbf{u}}_H^\omega$ 和有效位能 $A^\omega = \frac{1}{2} c (\hat{\rho}^\omega)^2$ 的收支方程:

$$\frac{\partial K^\omega}{\partial t} = \Gamma_K^\omega - \nabla \cdot \mathbf{Q}_K^\omega - \nabla \cdot \mathbf{Q}_P^\omega - b^\omega + F_K^\omega, \quad (12)$$

$$\frac{\partial A^\omega}{\partial t} = \Gamma_A^\omega - \nabla \cdot \mathbf{Q}_A^\omega + b^\omega + F_A^\omega, \quad (13)$$

其中, $\mathbf{u}_H = (u, v)$ 是二维流速,系数 $c = g^2 / \rho_0^2 N^2$ 。式(12)和式(13)中的各项具体定义见表 2。 $\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^\omega$ 和 $\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^\omega$ 为同尺度动能和有效位能传输项; $\nabla \cdot \mathbf{Q}_P^\omega$ 为压强做功项; b^ω 为浮力转换项,表示同尺度动能和有效位能之间的转换; F_K^ω 和 F_A^ω 表示动能和有效位能方程中的外强迫和耗散等过程。 Γ_K^ω 和 Γ_A^ω 项为动能方程和有效位

能方程中的跨尺度传输项,两者均满足(6)式,因此称为正则动能传输和正则位能传输。为了表示方便,我们用 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 和 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 分别表示背景流子空间向涡旋子空间的正则动能和位能传输。当 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1} (\Gamma_A^{0 \rightarrow 1})$ 为正时,背景场向涡旋场传输动能(有效位能),表明流体发生了正压(斜压)不稳定。反之二者为负时,表明能量从涡旋场向背景场逆向传输。值得注意的是,式(12)和式(13)中的各项均是时空四维场,因此可以很直观地研究各类过程的季节演变及其空间分布。

2 数据

本研究采用 HYCOM 模式输出的再分析数据,版本号 为 GLBv0.08 (<https://www.hycom.org/dataserver/gofs-3pt1/reanalysis>)。HYCOM 是基于原始方程发展出来的全球海洋环流模式,它不仅保留了等密度坐标海洋模式等密度面坐标的优点,还采用垂向混合

表 2 式(12)和式(13)中能量项的数学表达式和物理解释
Tab.2 Mathematical expressions and meanings of the energetics terms in equations (12) and (13)

能量项	表达式	含义
Q_K^σ	$\frac{1}{2}(\overline{uu_H})^{-\sigma} \cdot \hat{u}_H^{-\sigma}$	尺度子空间 σ 上动能通量
Γ_K^σ	$\frac{1}{2} \left[(\overline{uu_H})^{-\sigma} : \nabla \hat{u}_H^{-\sigma} - \nabla \cdot (\overline{uu_H})^{-\sigma} \cdot \hat{u}_H^{-\sigma} \right]$	尺度子空间 σ 上的动能正则传输
Q_P^σ	$\frac{1}{\rho_0} \hat{u}^{-\sigma} \hat{p}^{-\sigma}$	压强做功项
$-b^\sigma$	$\left(-\frac{g}{\rho_0} \hat{\rho}^{-\sigma} \hat{w}^{-\sigma} \right)$	浮力转换项, 该项为正表示尺度子空间 σ 上的有效位能向动能转换
Q_A^σ	$\left[\frac{1}{2} c \hat{\rho}^{-\sigma} (\overline{u\rho})^{-\sigma} \right]$	尺度子空间 σ 上的有效位能通量
Γ_A^σ	$\frac{1}{2} c \left[(\overline{u\rho})^{-\sigma} \cdot \nabla \hat{\rho}^{-\sigma} - \hat{\rho}^{-\sigma} \nabla \cdot (\overline{u\rho})^{-\sigma} \right]$	尺度子空间 σ 上的有效位能正则传输
F_K^σ, F_A^σ		动能、有效位能外强迫和耗散项

注: “·”为并矢算符, 如: $(AB): (CD) = (A \cdot C)(B \cdot D)$, 详见 Liang (2016)

坐标(等密度坐标、地形跟随坐标和垂直坐标), 弥补了等密度面坐标的不足(Chassignet *et al.*, 2007)。HYCOM 在东海黑潮区域的输出数据具有 0.08°的空间分辨率; 垂直方向分为 40 层, 由表层的 0 m 逐渐扩大到最大深度 5 000 m。本研究采用的是时间分辨率为 1 d 的温盐场和流速场, 时间跨度为 1994~2015 年。为了验证模式数据的准确性以及子空间尺度分离界限的合理性, 本文还采用了 AVISO (Archiving Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic) 数据中心提供的海平面高度数据和海表地转流速场数据, 该数据是多个卫星高度计数据融合的产品, 其时间长度为 1994~2015 年, 时间分辨率为 1 d, 空间分辨率为 1/4°。

3 结果分析

3.1 东海黑潮涡动能的季节变化

本节将基于 HYCOM 模式数据探究东海黑潮海域涡动能的季节变化特征。在此之前, 我们首先验证 HYCOM 模式数据的准确性。图 4 所示为分别采用 AVISO 观测资料和 HYCOM 模式输出资料计算得到的 1994~2015 年东海黑潮区域表层涡动能气候态水平分布图, 黑色方框标注了东海黑潮主轴的大致范围, 为本文重点关注区域。观测(图 4a)表明黑潮主轴区域涡动能较强, 尤其在靠近吐噶喇海峡区域处有一涡动能大值中心; 模式数据(图 4b)对涡动能的这一空间分布有较好地再现。对选定区域内的涡动能进行

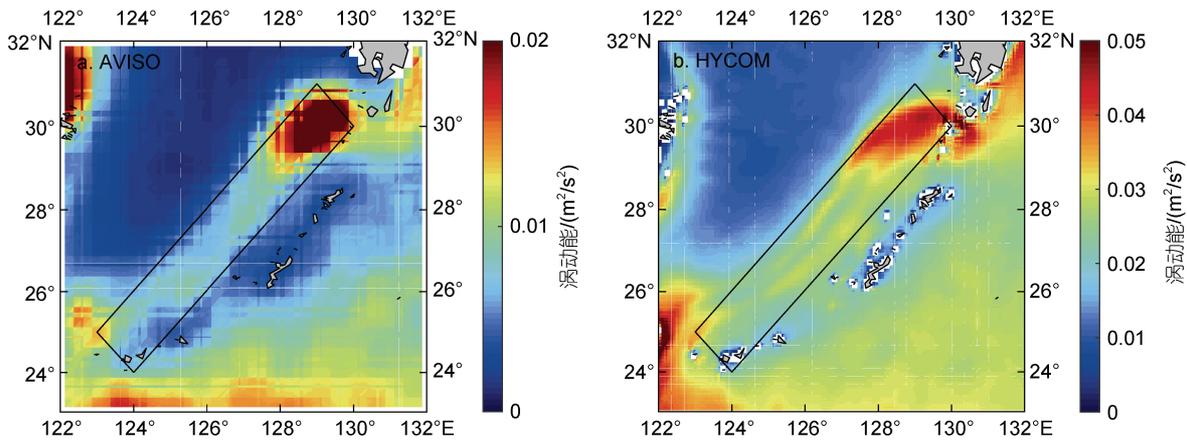


图 4 1994~2015 年平均表层涡动能空间分布

Fig.4 Maps of long-term mean (1994~2015) of the eddy kinetic energy
注: 黑色实线框代表本文重点关注区域, 余同

空间平均, 我们得到了图 5 所示的表层涡动能年循环变化。从卫星观测可知, 东海黑潮主轴区域涡动能存在明显的春强冬弱的季节变化(图 5 橙色折线)。这一季节变化也被 HYCOM 模式输出资料准确反映出来(图 5 蓝色折线)。需要注意的是, 相比于观测, 基于 HYCOM 数据计算得到的表层涡动能幅值较大, 造成

这种差异的主要原因是数值模式较卫星观测具有更高的空间分辨率, 使得模式中的涡动能整体偏强(Sasaki *et al.*, 2017; Yang *et al.*, 2017)。综上, HYCOM 模式数据较好地再现了东海黑潮区域涡动能的时空变化, 对于我们探究该区域涡动能季节变化来说是可靠的。

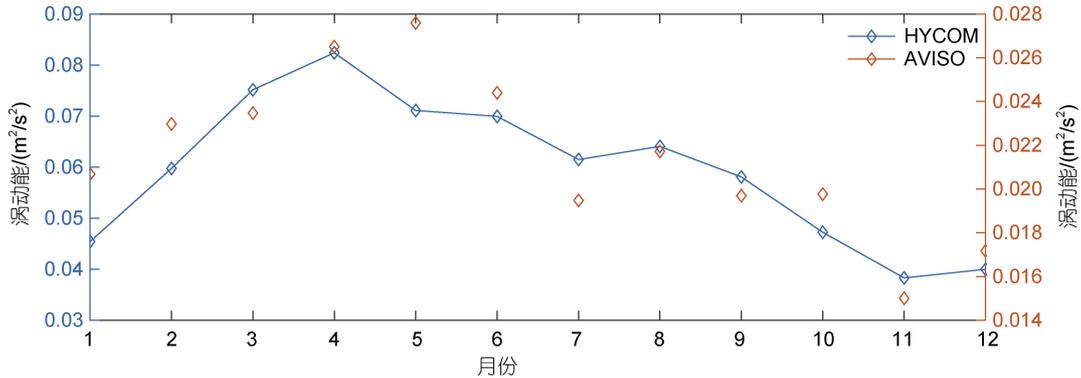


图 5 东海黑潮主轴区域表层涡动能逐月变化

Fig.5 The annual cycle of the eddy kinetic energy averaged over the axis area of the Kuroshio in the East China Sea
注: 蓝色折线基于 HYCOM 再分析数据; 橙色折线基于 AVISO 观测数据

图 6 展示了涡动能异常(即涡动能减去其时间平均值)进行垂直积分(0~1 000 m)后得到的逐月水平分布。从图 6 可见, 东海黑潮区域涡动能季节存在显著的季节变化, 且季节信号主要集中在黑潮主轴, 总体表现为春季涡动能最强, 冬季最弱。有趣的是, 从图 6 涡动能异常的空间分布可见, 黑潮在东海区域的上游和下游呈现明显不同的季节变化。具体来说, 上游的涡动能 8 月最强、1 月最弱, 下游涡动能在 4 月和 9 月均有峰值, 在 1 月左右达到谷值。如图 7 所示, 上述这种上、下游涡动能季节变化的差异在垂直方向上的表现也是一致的。据此, 我们将东海黑潮区域分为上、下游两个子区域, 两个区域的空间范围如图 6 中的绿色框线所标注。图 8a 和 8b 给出了这两个子区域平均涡动能的逐月变化。由图 8a 和 8b 可以清楚地看到, 东海黑潮上游的涡动能从 1 月开始增加, 到 8 月达到峰值, 而后开始迅速减小; 而在东海黑潮下游, 涡动能的季节变化整体呈马鞍形分布, 其在 4 月和 9 月分别有一个峰值, 后者略小于前者, 与上游类似, 11 月、12 月和 1 月是下游涡动能最弱的 3 个月。

综上, 我们基于 HYCOM 模式数据发现东海黑潮区域涡动能存在显著的季节变化, 且这种季节变化在黑潮上、下游两个子区域并非是同步的。其中, 东海黑潮上游的涡动能在 8 月出现峰值, 冬季月份最弱; 下游涡动能则在 4 月和 9 月出现两个峰值, 且 4

月的峰值更大, 冬季月份最弱。从东海黑潮主轴附近的密度分布(图 7)来看, 黑潮上游等密线较为平直, 下游则有明显倾斜, 尤其是在下游涡动能最强的 4 月。这说明相较上游, 东海黑潮下游具有更强的斜压性, 这很有可能是导致东海黑潮上、下游涡动能季节变化不同步的原因之一。接下来, 我们将基于局地多尺度能量分析, 对包括斜压不稳定在内的相关能量过程进行诊断和分析, 阐明东海黑潮涡动能季节变化背后的成因。

3.2 东海黑潮涡动能的来源

在探究控制东海黑潮涡动能季节变化的主要原因之前, 我们首先对能量收支方程的各项进行诊断, 给出该区域涡动能的主要来源。需要注意的是, 本研究所用的有效位能的定义基于准地转假设, 该定义在密度层结较弱的混合层不适用(杨洋等, 2019)。为了使诊断结果更加准确, 后续研究中对相关能量项的垂直积分只考虑 50 m 以深的水柱。注意这一垂直积分范围的减小并不影响我们在 3.1 中得到的结论。图 8a 和 8b 分别给出了 0~1 000 m 和 50~1 000 m 垂直积分的区域平均涡动能变化, 可以清楚地看到这两个范围内的垂直积分的涡动能季节变化是完全一致的。

图 9 给出了与涡动能有关的各能量收支项的气候态空间分布, 图中各项均为 50~1 000 m 垂直水柱内的积分结果。我们首先分析前人关注较多的背景流

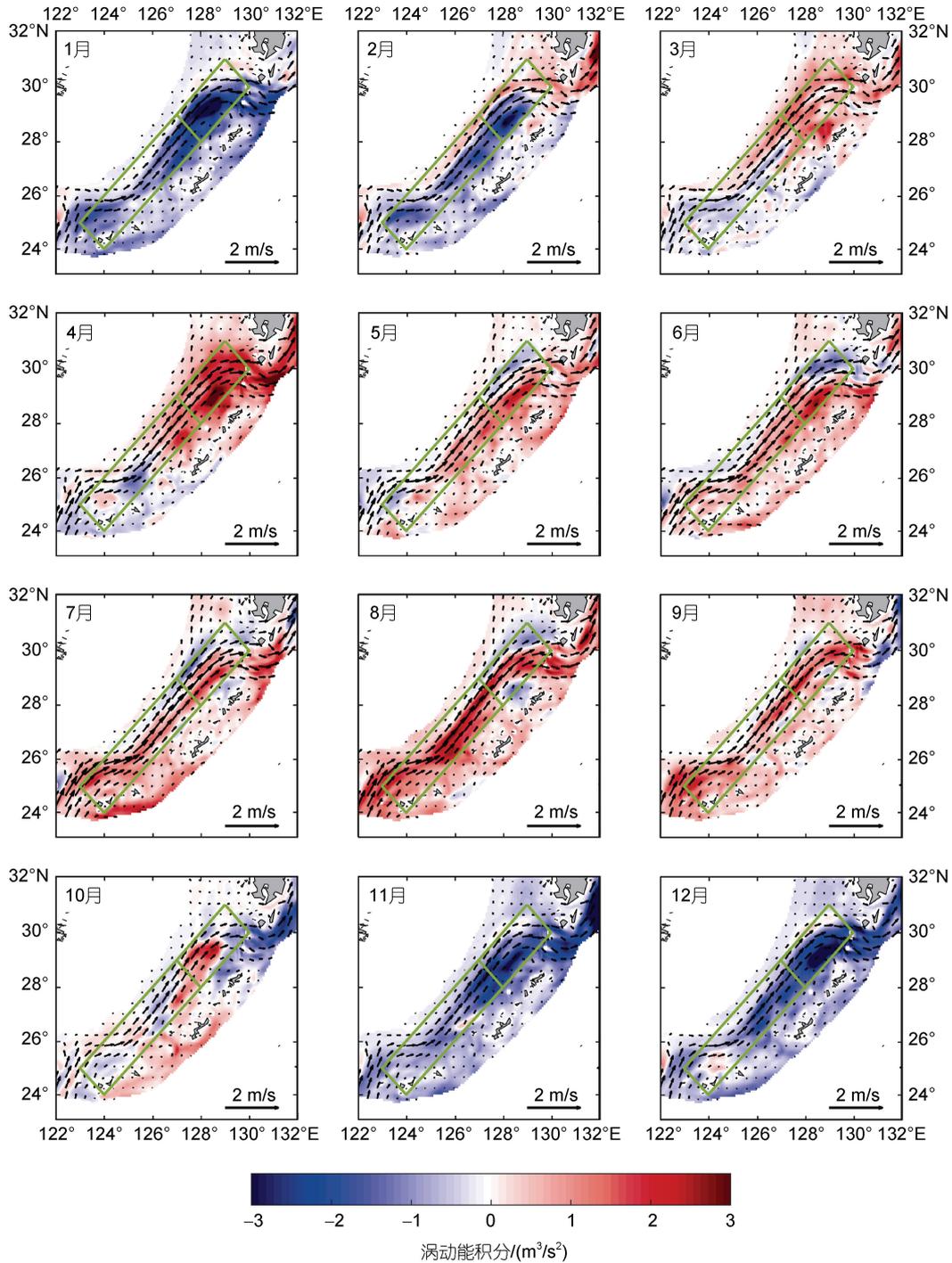


图 6 0~1 000 m 积分的涡动能异常的逐月空间分布

Fig.6 Monthly mean distribution of the depth-integrated (0~1 000 m) eddy kinetic energy anomaly
注: 黑色箭头为表层流速场; 绿色实线框代表本文重点关注区域

和涡旋场之间的能量传输项 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 与 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$, 它们分别对应动能和有效位能的跨尺度传输。 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 为正值表示涡旋从背景流得到动能 $MKE \rightarrow EKE$, 对应着流体的正压不稳定。同理, 当 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 为正值时, 背景流向涡旋提供有效位能 $MAPE \rightarrow EAPE$, 此时流体发生斜压

不稳定。从这两项的水平分布图(图 9a 和 9b)可见, 东海黑潮上游和下游涡流相互作用过程存在显著差异。 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 在东海黑潮上游沿急流轴有一正的大值中心, 表明该区域流体发生很强的正压失稳; 而在下游, 吐噶喇海峡西侧有一片区域呈现明显的 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 负值, 在

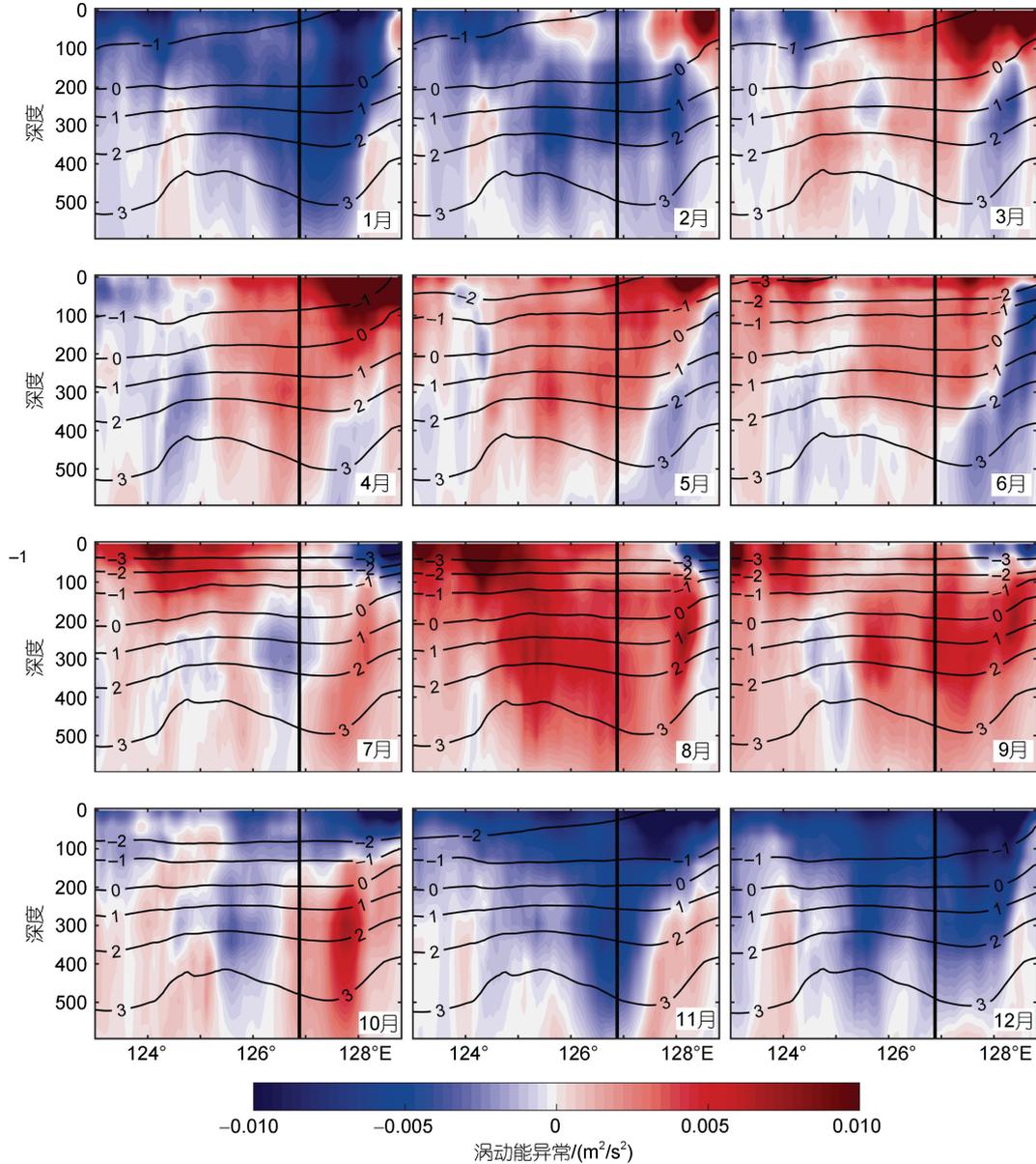


图 7 沿黑潮流轴的涡动能异常的逐月截面图

Fig.7 Monthly-mean vertical sections of the eddy kinetic energy anomaly along the main axis area of the Kuroshio in the East China Sea

注: 垂直剖面沿图 1 中黑色直线剖面分布; 黑色曲线为密度异常(单位: kg/m^3 , 计算公式: $\rho = \rho_{\text{total}} - \rho_0 - \bar{\rho}(z)$, 其中 ρ_{total} 为总密度, $\rho_0 = 1.025 \text{ kg}/\text{m}^3$, $\bar{\rho}(z)$ 表示不同深度上密度在水平空间与时间上的平均, 即参考态密度廓线的垂直剖面分布; 黑色直线为上下游分界线; 数据来自 HYCOM

这些区域涡旋反而将动能传输给背景流。这种空间差异也体现在斜压正则传输($\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$)上。如图 9b 所示, $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 在上游幅值很小, 且黑潮流轴附近分布着一些分散的负值区, 这表明上游背景场向涡旋场传输的有效位能极少。而 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 下游却有较明显的正值, 表明黑潮在下游区域发生斜压不稳定, 将有效位能传输给涡旋。在涡旋尺度子空间, 若浮力转换($-b^1$)为正,

涡旋有效位能向涡动能转换(EAPE \rightarrow EKE), 使涡旋活动增强。这一 MAPE \rightarrow EAPE \rightarrow EKE 能量路径即为海洋中涡旋从背景流获得动能的斜压能量路径。如图 9c 所示, $-b^1$ 在东海黑潮下游基本为正值, 表明有效位能向动能转换, 结合该区域 MAPE \rightarrow EAPE, 可见的斜压能量路径是该区域涡动能的主要来源之一。相反, 在东海黑潮上游 $-b^1$ 呈明显负值, 即涡动能向有效位能转换, 斜压能量路径在上游不成立。比较东海

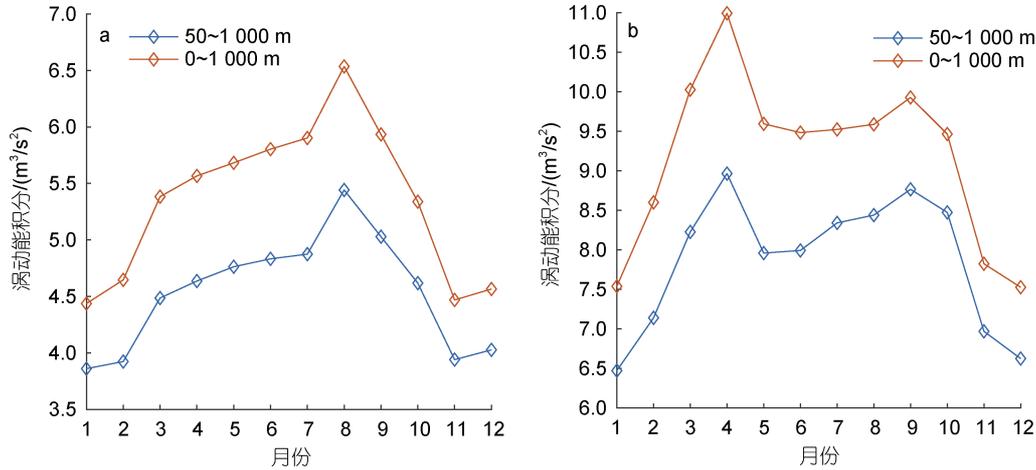


图 8 东海黑潮上游(a)和下游(b)区域涡动能垂直积分逐月变化

Fig.8 Annual cycles of the area-mean and depth-integrated eddy kinetic energy in the upstream and downstream regions of the Kuroshio Current in the East China Sea

注: 红线表示 0~1 000 m 垂直积分, 蓝线表示 50~1 000 m 垂直积分; 数据来自 HYCOM

黑潮区域上下游的正压能量路径(MKE EKE)与斜压能量路径(表 3), 我们发现两种路径在上、下游的表现呈现类似跷跷板的现象。东海黑潮上游以正压能量路径为主, 斜压能量路径受抑制, 涡动能主要通过正压不稳定过程获得; 相反下游以斜压能量路径为主, 正压能量路径在吐噶喇海峡西侧一片海域受抑制, 涡旋能量主要源自斜压不稳定过程。过去的一些研究发现黑潮延伸体和湾流海域也存在类似的正压和斜压能量路径之间的跷跷板现象(Chen *et al*, 2016; Yang *et al*, 2017)。

Yan 等(2019)利用 OFES (the ocean general circulation model for the earth simulator)模式数据对西北太平洋海域涡-流能量学做了分析, 其结果显示正压传输在东海黑潮主轴以西以 EKE MKE 为主, 主轴以东以 MKE EKE, 斜压传输主要集中在下游, 但具有明显正负相间的空间分布。这些与本文的结果非常不同, 我们发现这种差异与所用的不同方法和不同数据均有关系。图 10 给出了传统方法和正则传输理论中的正压传输和斜压传输在雷诺分解下的水平分布(数学表达式如表 1 所示)。通过比较图 10a, 10b 与图 10c, 10d, 我们可以看到基于 MWT 分离(即以 64 d 为截断周期分离背景场和涡动场)与雷诺分解(即将原始场分离为时间平均和扰动场)得到的正则传输具有大体一致的空间分布。不过相比 MWT 的 64 d 尺度分离, 雷诺分解框架下的正则传输振幅更强, 这应该与雷诺分解下的涡动场包含了所有时间尺度的扰动有关。比较图 10c, 10d 与图 10e, 图 f, 则可以看

到基于雷诺分解的传统斜压传输与斜压正则传输大致呈现相近的空间分布, 但正则斜压传输在下游的强度要明显大于传统的斜压传输。相比于斜压传输, 两种方法下的正压传输空间差异较明显, 传统的正压传输正值主要集中在东海黑潮主轴右侧(图 10e), 这与 Yan 等的结果类似, 而正则正压传输正值沿主轴中心分布, 在下游则有明显的负值区域。以上结果表明两种方法得到的跨尺度能量传输会有明显差异, 尤其是正压传输。同时我们发现, Yan 等(2019)根据 OFES 数据得到的正压传输沿主轴东正西负的结构在 HYCOM 数据计算得到的结果中却没有体现出来, 说明不同数据也会导致结果有较大差异。

如式(7)所示, 除跨尺度相互作用过程外, 涡旋尺度子空间的其他过程如非局地空间输运、压强做功、外强迫及耗散等也对涡动能的收支也有一定贡献。图 9d 所示为涡动能通量散度($-\nabla \cdot Q_k^1$)的空间分布, 该项为正(负)表示因平流作用导致涡动能辐合(辐散), 局地涡动能增加(减小)。该项的大值集中在东海黑潮主轴附近, 且顺流方向主轴西侧为负, 东侧为正, 表明涡动能在主轴西侧辐散、东侧辐合, 这一分布表明涡动能存在跨越主轴的空间输运。但需要注意的是, $-\nabla \cdot Q_k^1$ 在东海黑潮主轴区域的空间平均值非常小(表 3), 这说明这种涡动能在空间上的再分配过程主要局限于我们选定的区域内部, 来自选定区域之外的非局地能量平流对东海黑潮主轴区域涡动能的贡献很小。图 9e 和 9f 给出了压强做功项($-\nabla \cdot Q_p^1$)和外强迫和耗散项(F_k^1)的空间分布。从图中可见, 压

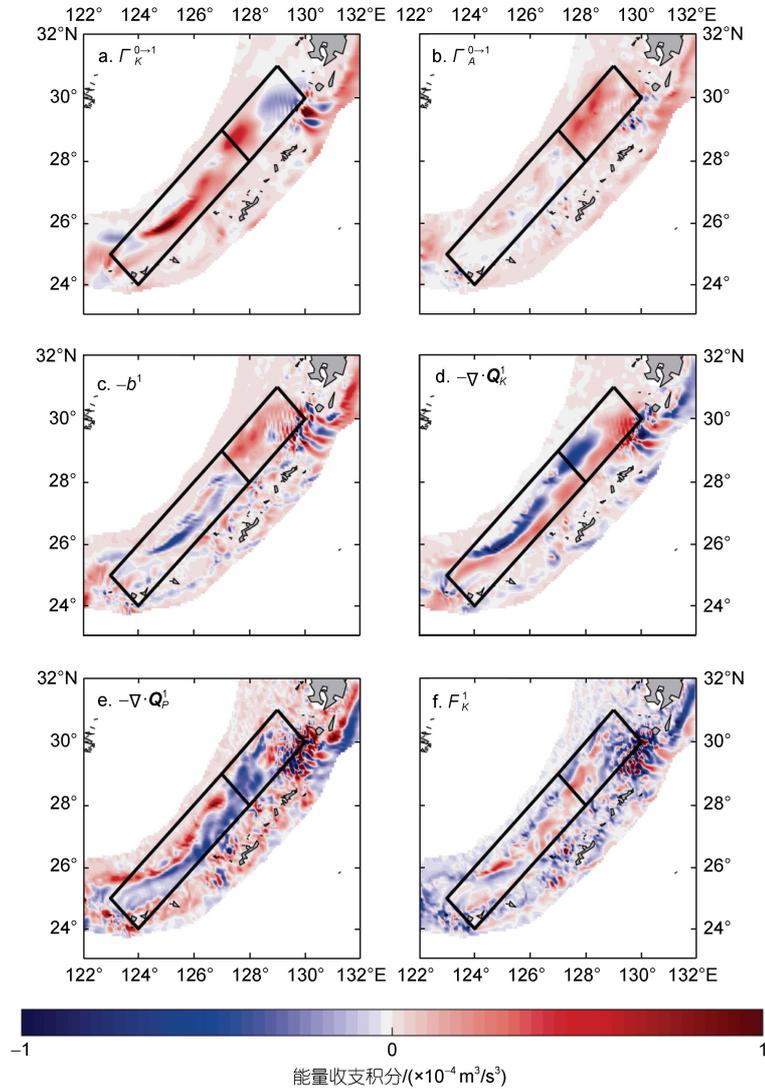


图 9 能量收支各项在 50~1 000 m 垂直积分的气候态空间分布

Fig.9 Maps of long-term mean of the depth-integrated (50~1 000 m) energy budget terms

注: $\Gamma_K^{0 \to 1}$: 正压正则传输项; $\Gamma_A^{0 \to 1}$: 斜压正则传输项; $-b^1$: 浮力转换项; $-\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^1$: 涡动能通量散度; $-\nabla \cdot \mathbf{Q}_P^1$: 压强做功项; F_K^1 : 外强迫和耗散项; 数据来自 HYCOM

表 3 各能量收支项在上游和下游区域的气候态平均值
Tab.3 The area-mean energy budget terms in the upstream and downstream regions of the Kuroshio in the East China Sea

能量项	上游/($\times 10^5 \text{ m}^3/\text{s}^3$)	下游/($\times 10^5 \text{ m}^3/\text{s}^3$)
$\Gamma_K^{0 \to 1}$	1.15	0.25
$\Gamma_A^{0 \to 1}$	0.08	1.44
$-b^1$	-0.32	1.15
$-\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^1$	-0.37	0.17
$-\nabla \cdot \mathbf{Q}_P^1$	-0.32	-0.78
F_K^1	-0.14	-0.79

注: $\Gamma_K^{0 \to 1}$: 正压正则传输项; $\Gamma_A^{0 \to 1}$: 斜压正则传输项; $-b^1$: 浮力转换项; $-\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^1$: 涡动能通量散度; $-\nabla \cdot \mathbf{Q}_P^1$: 压强做功项; F_K^1 : 外强迫和耗散项

强做功项在上游区域顺流方向主轴西侧为正, 东侧为负, 这与 $-\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^1$ 的空间分布正好相反, 表明在上游压强做功使得涡动能从主轴东侧向主轴西侧输运。在下游, 该项基本为负值, 说明压强做功是下游涡动能重要的汇。在(7)式中, F_K^1 项是作为余项计算得到的, 因此包含所有的外强迫(如风应力、底应力等相关项)和模式当中的耗散过程。从图 9g 可见, 该项在空间分布上表现为正负相间的结构, 但整体以负值为主, 说明该项以耗散涡动能为主。根据表 3 中 $-\nabla \cdot \mathbf{Q}_P^1$ 和 F_K^1 在东海黑潮区域上下游的空间平均, 可以看出这两项对上下游的涡动能均为负贡献, 这说明它们是该区域涡动能的汇。

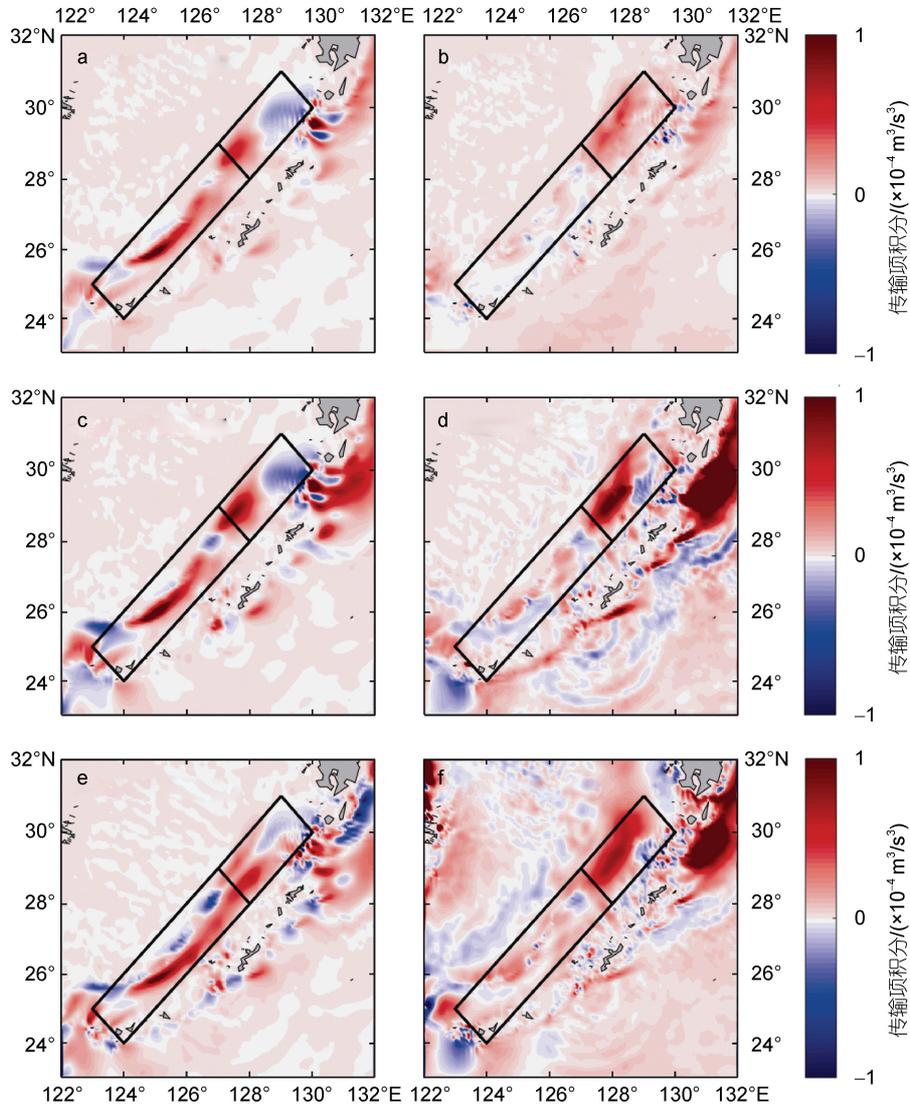


图 10 传统传输项和正则传输项在 50~1 000 m 垂直积分的气候态空间分布

Fig.10 Maps of long-term mean of the depth-integrated (50~1 000 m) traditional transfer and canonical transfer

注: a 和 b: 以 64 d 为截断周期所得的正则传输项; c 和 d: 基于雷诺平均所得的扰动场与平均场之间的正则能量传输; e 和 f: 基于雷诺平均所得的扰动场与平均场之间的传统能量传输; 左侧一列均为正压传输, 右侧一列均为斜压传输; 数据来自 HYCOM

综上所述, 东海黑潮涡动能主要来源于背景流的正压失稳与斜压失稳, 且这两类不稳定在东海黑潮的上下游呈现显著的空间差异。在上游, 背景流主要发生正压失稳, 将动能传输给涡旋, 即对应着正压能量路径(MKE EKE); 在下游, 背景流主要发生斜压不稳定, 将有效位能传输给涡旋, 并通过浮力转换进一步转换为涡动能, 即对应着斜压能量路径(MAPE EAPE EKE)。注意在上游尽管有较弱的 MAPE EAPE, 但涡动能反而向涡位能转换(EKE EAPE), 说明斜压能量路径在该区域受到了抑制。在吐噶喇海峡西侧, 有一显著的 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 负值中心(EKE MKE), 表明涡旋将动能返还给了背景流, 也就是说

下游的正压能量路径受到了抑制。上述这种正压不稳定和斜压不稳定在黑潮上下游此消彼长的跷跷板分布暗示了两个子区域涡动能的季节变化机制可能完全不同。在下一节内容中, 我们将重点关注这两个过程, 对东海黑潮涡动能季节变化的成因进行探究。

3.3 东海黑潮涡动能季节变化形成机制

从 3.1 的分析中, 我们得知东海黑潮涡动能表现出明显的季节变化, 且其在上、下游具有不同步的季节位相。考虑到造成上、下游涡动能季节变化的原因可能不尽相同, 在本节中我们对图 6 所示的上游与下游两个子区域的相关能量过程分开进行讨论。图 11a 所示为东海黑潮上游与涡动能相关的各能量收支项

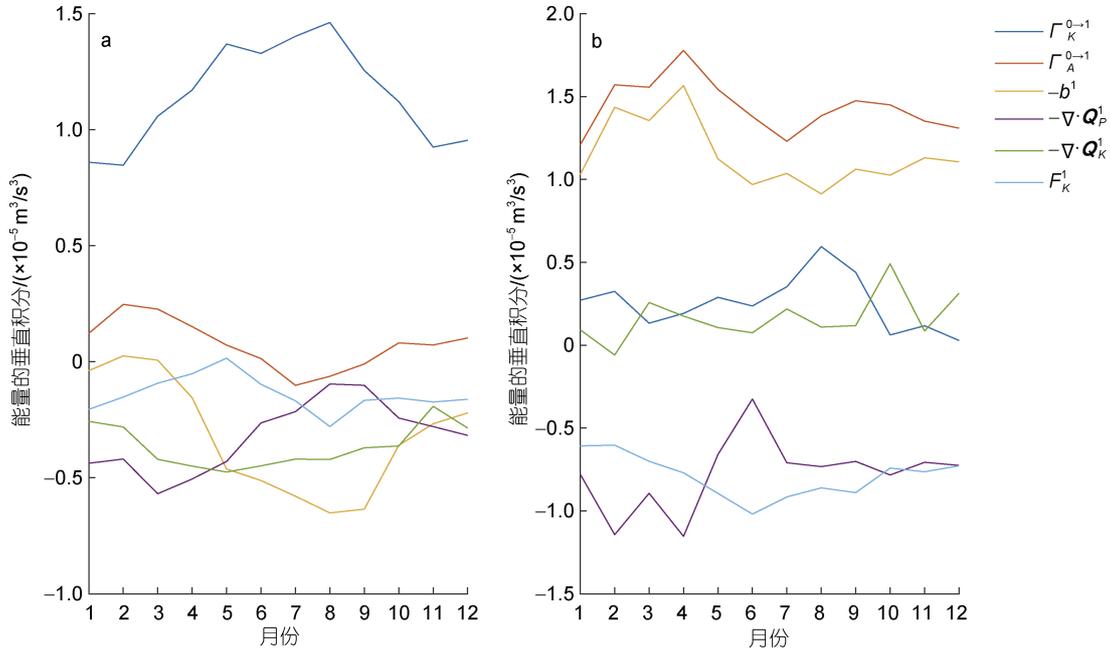


图 11 50~1000 m 垂直积分的能量收支各项在上下游的逐月变化

Fig.11 Annual cycles of the area-mean and depth-integrated (50~1000 m) energy budget terms in the upstream and downstream regions

注: a: 上游, b: 下游; $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$: 正压正则传输项; $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$: 斜压正则传输项; $-b^1$: 浮力转换项; $-\nabla \cdot Q_K^1$: 涡动能通量散度; $-\nabla \cdot Q_P^1$: 压强做功项; F_K^1 : 外强迫和耗散项; 数据来自 HYCOM

的逐月变化。从该图我们可以看到, 在东海黑潮上游区域, 表征正压失稳的 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 项比其它各项大一个量级, 是控制涡动能变化的主要因素。具体到季节变化, 如 3.1 中所述, 上游区域涡动能夏强冬弱, 8 月份达到最大值。相应地, $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 也存在和涡动能类似的季节变化: $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 从 1 月开始增加, 到 8 月达到最强而后逐渐减小。这表明夏季上游的背景流发生较强的正压不稳定, 为涡旋的生成和发展提供能量, 导致同期的涡动能较强。相反, 冬季的时候正压不稳定减弱, 涡动能也随之减弱。 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 在上游的区域平均呈现出与涡动能几乎相反的季节变化, 其在 2 月达到最强, 7 月最弱。该项在 7 月和 8 月的区域平均为负值, 表明这个阶段背景流是斜压稳定的, 涡旋尺度子空间的有效位能向背景流尺度子空间传输。浮力转换项 ($-b^1$) 的季节变化与 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 类似, 其在夏季达到负的最强, 说明该项是夏季涡动能耗散的一大因素。从 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 与 $-b^1$ 的季节演变曲线可见斜压能量路径(MAPE EAPE EKE)没有在上游建立起来, 尤其在上游涡动能最强的夏季, 斜压能量路径对该区域的涡动能做负贡献。如图 11a 所示, 除了正压和斜压能量路径之外的其他

过程(包括 $-\nabla \cdot Q_K^1$ 、 $-\nabla \cdot Q_P^1$ 、 F_K^1) 的强度相对较小, 对东海黑潮上游涡动能季节变化的贡献很小。值得注意的是, $-\nabla \cdot Q_P^1$ 项在上游的区域平均值为负, 且其量值在 3 月最强, 8 月最弱。这说明压力做功过程引起上游涡动能减少, 且这种使涡动能减小的机制在夏季最不显著, 从而使得上游的涡动能在夏季更容易累积起来。

不同于上游的情形, 东海黑潮下游涡动能全年有 2 个峰值, 一个在 4 月, 另一个在 9 月(见 3.1 节)。在 3.2 节中我们发现下游涡动能的来源主要是斜压能量路径, 这一点在图 11b 所示的东海黑潮下游区域与涡动能有关各能量收支项逐月变化反映得更清楚, 即与斜压路径相关的 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 和 $-b^1$ 相较其余能量项要大上一个量级, 说明斜压不稳定过程是控制该区域涡动能变化最重要的因素。进一步地, 我们发现在 4 月 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 和 $-b^1$ 达到峰值, 表明此时下游背景流的斜压失稳最强, 将大量有效位能向涡旋子空间传输(MAPE EAPE), 并通过浮力转换进一步将涡旋子空间的有效位能转换为动能(EAPE EKE), 使得涡动能在该月达到峰值。而在 9 月, 尽管 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 达到了第 2 个极值, 但此时 $-b^1$ 并不是很大, 这表明斜压能量路

径在夏季为下游的涡动能贡献有限, 单靠斜压能量路径并不能使 9 月东海黑潮下游的涡动能达到图 8b 所示的强度。从控制涡动能变化的其他过程的季节演变序列(图 11b)可见, 对下游区域在 9 月的涡动能峰值有贡献一个过程是 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 。 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 在其它月份强度较小, 但接近 9 月时其量值有一明显的增强。需要注意的是, 尽管 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 在 9 月有一明显峰值, 但其量值仍要小于同期斜压能量路径释放的涡动能(比较图 11b 中的橙色和蓝色线)。为了证实 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 对 9 月涡动能峰值有重要的贡献, 我们将 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 和 $-b^1$ 两个源项相加并画出其季节变化序列。如图 12 所示, 这两项之和序列在 8、9 月达到了峰值, 对应了下游涡动能在同期的峰值, 这证实了正压不稳定是导致下游涡动能 9 月峰值的重要原因。另一个值得注意的现象是, 正压能量路径和斜压能量路径在 2 月均达到了一个极值, 但此时的涡动能相对不大, 这与 2 月 $-\nabla \cdot Q_p^1$ 项有较强的负贡献有关, 即压力做功过程使得有更多涡动能向所选区域外输运。涡动能另一个显著的汇是耗散过程(F_K^1), 6 月耗散最强, 冬季月份则相对较低。

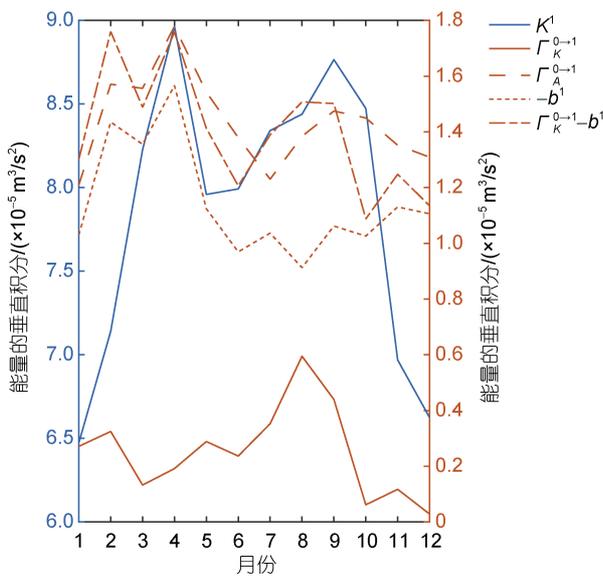


图 12 50~1 000 m 垂直积分的正则传输项及浮力转换项在下游的逐月变化

Fig. 12 Annual cycles of the area-mean and depth-integrated (50~1 000 m) canonical transfers and buoyancy conversion in the downstream region

注: $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$: 正压正则传输项; $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$: 斜压正则传输项; $-b^1$: 浮力转换项; K^1 : 涡动能; 数据来自 HYCOM

综上所述, 控制东海黑潮流域上下游涡动能季节变化的机制具有显著差异。上游涡动能在 8 月达到

峰值, 受正压不稳定控制。下游涡动能年循环有两个峰值, 一个在 4 月, 另一个在 9 月。其中 4 月的峰值受斜压不稳定控制, 而 9 月的峰值则受正压不稳定和斜压不稳定共同影响。

4 结论

利用 1/12.5° 分辨率的 HYCOM 再分析数据, 本文探究了东海黑潮区域涡动能的季节变化及其动力机制。我们首先利用一个为新的泛函工具——多尺度子空间变换(MWT; Liang *et al.*, 2007a), 将东海黑潮流系正交地重构到两个尺度子空间: 背景流尺度子空间(大于 64 d)与涡旋尺度子空间(小于 64 d)。由于 MWT 的正交性和局地性使得我们能够进一步研究涡旋尺度子空间的动能(EKE)的时变特征。结果表明, 东海黑潮区域的涡动能存在明显的季节变化, 且在东海黑潮上、下游表现出空间差异: 上游涡动能水平整体较弱, 在 8 月达到峰值, 冬季最弱; 下游涡动能水平整体较强, 除了在 9 月有一峰值外, 另一个更强的峰值出现在 4 月。

随后, 我们使用一套基于 MWT 的正则传输理论以及局地多尺度能量收支方程(Liang, 2016)进一步研究影响东海黑潮上下游涡动能季节变化的原因。与传统能量方程中的传输过程不同, 正则传输可以信实地表征流体运动中不同尺度之间的能量交换, 因而可以信实地诊断出流体内部的不稳定过程(Liang *et al.*, 2007a)。通过诊断东海黑潮流域涡动能收支方程, 我们发现与正压不稳定相关的正压能量路径(MKE→EKE)和与斜压不稳定相关联的斜压能量路径(MAPE→EAPE→EKE)是东海黑潮 EKE 的主要来源, 且从气候平均角度来看这两种能量路径在黑潮上下游存在一种跷跷板现象: 上游以正压能量路径为主, 斜压能量路径受到明显抑制, EKE 反而向 EAPE 转换; 下游以斜压能量路径为主, 吐噶喇海峡西侧有一片区域 EKE 反向 MKE 级串, 使得下游正压能量路径的区域平均值较低。从各能量过程的季节演变上来看, 在东海黑潮上游, MKE→EKE 在 8 月最强, 冬季月份最弱, 与上游的 EKE 季节变化一致。而上游区域的 MAPE→EAPE 和 EAPE→EKE 很弱, 尤其在夏季 EAPE 反而向 MAPE 级串, EKE 向 EAPE 转换。与上游不同的是, 东海黑潮下游的斜压能量路径在 4 月达到最强, 对应该月的 EKE 峰值。而在 9 月, 虽然 MAPE→EAPE 有一峰值, 但 EAPE 在同期没有显著地向 EKE 转换, 说明单纯靠斜压能量路径不足以使

EKE 在 9 月达到极值, 这个 EKE 极值被证明与正压能量路径有关。

本文揭示了东海黑潮上下游涡动能的季节变化机制截然不同, 主要表现在与涡流相互作用有关的正压不稳定和斜压不稳定过程在上下游区域存在明显差异。这说明在研究东海黑潮涡旋动力学时, 有必要对上下游进行分段考察。比如在搭建针对该海域的数值模式时, 黑潮的正压(斜压)不稳定过程是准确模拟上游(下游)涡旋季节变化的关键。换言之, 东海黑潮海域涡旋在季节尺度上的预报能力取决于模式能否准确模拟这两个关键性的内部动力过程。此外, 由于 HYCOM 再分析数据分辨率的限制, 本文所讨论的涡动能主要是中尺度过程(如黑潮锋面涡、锋面弯曲等)相关联的动能, 不包含亚中尺度过程。亚中尺度动能已被观测和高分辨率模式证实具有显著的季节变化。最近有一些研究表明, 亚中尺度过程可以通过能量逆级串的形式影响中尺度过程动能的季节变化(Qiu *et al*, 2014; Sasaki *et al*, 2014)。亚中尺度过程对黑潮涡动能季节变化具有怎么样的影响? 其动力学机制如何? 这些都是值得进一步讨论的科学问题。今后, 我们将借助更高分辨率的模式来探讨上述问题。

参 考 文 献

- 王兴智, 李崇银, 王桂华, 2014. 东海黑潮活跃区表层流场的半年内时间尺度变化研究[J]. 海洋学报, 36(11): 1-11.
- 邓丽静, 魏皓, 汪嘉宁, 2014. PN 断面黑潮流速垂直分布特征及机制分析[J]. 海洋通报, 33(5): 519-526.
- 杨洋, 梁湘三, 2019. 黑潮流域内在的平均流-低频变率-中尺度涡之间的非线性相互作用[J]. 中国科学: 地球科学, 49(3): 596-610.
- 袁耀初, 杨成浩, 王彭贵, 2006. 2000 年东海黑潮和琉球群岛以东海流的变异 I. 东海黑潮及其附近中尺度涡的变异[J]. 海洋学报, 28(2): 1-13.
- 郭炳火, 汤毓祥, 陆赛英, 等, 1995. 春季东海黑潮锋面涡旋的观测与分析[J]. 海洋学报, 17(1): 13-23.
- ANDRES M, CENEDESE C, 2013. Laboratory experiments and observations of cyclonic and anticyclonic eddies impinging on an island [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(2): 762-773.
- ANDRES M, PARK J H, WIMBUSH M, *et al*, 2008. Study of the Kuroshio/Ryukyu Current system based on satellite-altimeter and in situ measurements [J]. *Journal of Oceanography*, 64(6): 937-950.
- CHASSIGNET E P, HURLBURT H E, SMEDSTAD O M, *et al*, 2007. The HYCOM (hybrid coordinate ocean model) data assimilative system [J]. *Journal of Marine Systems*, 65(1/4): 60-83.
- CHEN R, FLIERL G R, WUNSCH C, 2014. A description of local and nonlocal eddy-mean flow interaction in a global eddy-permitting state estimate [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 44(9): 2336-2352.
- CHEN R, THOMPSON A F, FLIERL G R, 2016. Time-dependent eddy-mean energy diagrams and their application to the ocean [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 46(9): 2827-2850.
- CHENG Y H, HO C R, ZHENG Q N, *et al*, 2017. Statistical features of eddies approaching the Kuroshio east of Taiwan Island and Luzon Island [J]. *Journal of Oceanography*, 73(4): 427-438.
- EBUCHI N, HANAWA K, 2000. Mesoscale eddies observed by TOLEX-ADCP and TOPEX/POSEIDON altimeter in the Kuroshio recirculation region south of Japan [J]. *Journal of Oceanography*, 56(1): 43-57.
- GILL A E, GREEN J S A, SIMMONS A J, 1974. Energy partition in the large-scale ocean circulation and the production of mid-ocean eddies [J]. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 21(7): 499-528, IN1, 509-528.
- HOLOPAINEN E O, 1978. A diagnostic study on the kinetic energy balance of the long-term mean flow and the associated transient fluctuations in the atmosphere [J]. *Geophysica*, 15: 125-145.
- ICHIKAWA H, BEARDSLEY R C, 1993. Temporal and spatial variability of volume transport of the Kuroshio in the East China Sea [J]. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 40(3): 583-605.
- IMAWAKI S, UCHIDA H, ICHIKAWA H, *et al*, 2001. Satellite altimeter monitoring the Kuroshio transport south of Japan [J]. *Geophysical Research Letters*, 28(1): 17-20.
- JAN S, MENSAH V, ANDRES M, *et al*, 2017. Eddy-Kuroshio interactions: local and remote effects [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(12): 9744-9764.
- JIA Y L, LIU Q Y, LIU W, 2005. Primary study of the mechanism of eddy shedding from the Kuroshio bend in Luzon Strait [J]. *Journal of Oceanography*, 61(6): 1017-1027.
- KAMIDAIIRA Y, UCHIYAMA Y, MITARAI S, 2017. Eddy-induced transport of the Kuroshio warm water around the Ryukyu Islands in the East China Sea [J]. *Continental Shelf Research*, 143: 206-218.
- LEE J S, TAKESHI M, 2007. Intrusion of Kuroshio water onto the continental shelf of the East China Sea [J]. *Journal of Oceanography*, 63(2): 309-325.
- LI P, SHI B W, LI Y G, *et al*, 2020. Characterization of longshore currents in southern East China Sea during summer and autumn [J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 39(3): 1-11.
- LIANG X S, 2016. Canonical transfer and multiscale energetics for primitive and quasigeostrophic atmospheres [J]. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 73(11): 4439-4468.
- LIANG X S, ANDERSON D G M, 2007a. Multiscale window transform [J]. *Multiscale Modeling & Simulation*, 6(2): 437-467.
- LIANG X S, ROBINSON A R, 2005. Localized multiscale energy and vorticity analysis: I. Fundamentals [J]. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 38(3/4): 195-230.

- LIANG X S, ROBINSON A R, 2007b. Localized multi-scale energy and vorticity analysis: II. Finite-amplitude instability theory and validation [J]. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 44(2): 51-76.
- LIU Z Q, GAN J P, 2012. Variability of the Kuroshio in the East China Sea derived from satellite altimetry data [J]. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 59: 25-36.
- MATSUNO T, LEE J S, YANAO S, 2009. The Kuroshio exchange with the South and East China seas [J]. *Ocean Science*, 5(3): 303-312.
- PENDUFF T, BARNIER B, DEWAR W K, *et al*, 2004. Dynamical response of the oceanic eddy field to the North Atlantic Oscillation: a model-data comparison [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 34(12): 2615-2629.
- PHILLIPS H E, RINTOUL S R, 2000. Eddy variability and energetics from direct current measurements in the Antarctic Circumpolar Current South of Australia [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 30(12): 3050-3076.
- PLUMB R A, 1983. A new look at the energy cycle [J]. *Journal of Atmospheric Sciences*, 40(7): 1669-1688.
- QIU D D, WANG J H, LIU Y, *et al*, 2015. Eddy analysis in the Eastern China Sea using altimetry data [J]. *Frontiers of Earth Science*, 9(4): 709-721.
- QIU B, 1999. Seasonal eddy field modulation of the North Pacific Subtropical Countercurrent: TOPEX/Poseidon observations and theory [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 29(10): 2471-2486.
- QIU B, 2001. Kuroshio and Oyashio currents [M] // STEELE J H. *Encyclopedia of Ocean Sciences*. San Diego, CA, USA: Academic Press: 1413-1425.
- QIU B, CHEN S M, 2010. Interannual-to-decadal variability in the bifurcation of the North Equatorial Current off the Philippines [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 40(11): 2525-2538.
- QIU B, CHEN S M, KLEIN P, *et al*, 2014. Seasonal mesoscale and submesoscale eddy variability along the North Pacific Subtropical Countercurrent [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 44(12): 3079-3098.
- ROEMMICH D, GILSON J, 2001. Eddy transport of heat and thermocline waters in the North Pacific: a key to interannual/decadal climate variability? [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 31(3): 675-687.
- SASAKI H, KLEIN P, QIU B, *et al*, 2014. Impact of oceanic-scale interactions on the seasonal modulation of ocean dynamics by the atmosphere [J]. *Nature Communications*, 5(1): 5636.
- SASAKI H, KLEIN P, SASAI Y, *et al*, 2017. Regionality and seasonality of submesoscale and mesoscale turbulence in the North Pacific Ocean [J]. *Ocean Dynamics*, 67(9): 1195-1216.
- SOEYANTO E, GUO X Y, ONO J, *et al*, 2014. Interannual variations of Kuroshio transport in the East China Sea and its relation to the Pacific Decadal Oscillation and mesoscale eddies [J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(6): 3595-3616.
- VON STORCH J S, EDEN C, FAST I, *et al*, 2012. An estimate of the Lorenz energy cycle for the world ocean based on the 1/10° STORM/NCEP simulation [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 42(12): 2185-2205.
- WANG W, SU J L, 1987. A barotropic model of the Kuroshio system and eddy phenomena in the East China Sea [J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 6(S1): 21-35.
- YAN X M, KANG D J, CURCHITSER E N, *et al*, 2019. Energetics of eddy-mean flow interactions along the western boundary currents in the North Pacific [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 49(3): 789-810.
- YANG Y, LIANG X S, QIU B, *et al*, 2017. On the decadal variability of the eddy kinetic energy in the Kuroshio Extension [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 47(5): 1169-1187.
- YANG Y, LIU C T, 2003. Uncertainty reduction of estimated geostrophic volume transports with altimeter observations east of Taiwan [J]. *Journal of Oceanography*, 59(2): 251-257.
- YANG Y, LIU C T, HU J H, *et al*, 1999. Taiwan current (Kuroshio) and impinging eddies [J]. *Journal of Oceanography*, 55(5): 609-617.
- ZHANG D X, LEE T N, JOHNS W E, *et al*, 2001. The Kuroshio east of Taiwan: modes of variability and relationship to interior ocean mesoscale eddies [J]. *Journal of Physical Oceanography*, 31(4): 1054-1074.

DISTINCTLY DIFFERENT SEASONAL EDDY KINETIC ENERGY VARIATIONS AND THEIR MECHANISMS IN THE UPSTREAM AND DOWNSTREAM KUROSHIO WITHIN THE EAST CHINA SEA SECTOR

WANG Si-Wen¹, YANG Yang¹, LIANG Xiang-San^{2, 3}, ZHAO Yu-Hui¹, WANG Chang-You¹

(1. School of Marine Sciences, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China; 2. Department of Atmospheric and Oceanic Sciences, and Institute of Atmospheric Sciences, Fudan University, Shanghai 200438, China; 3. Shanghai Qi Zhi Institute, Shanghai 200232, China)

Abstract Application of a new functional analysis tool, i.e., multiscale window transform (MWT), reveals to us distinctly different seasonal variation patterns of the eddy kinetic energy (EKE) in the upstream and downstream of the Kuroshio in the East China Sea. Based on a power spectrum analysis, the fields are orthogonally reconstructed with MWT onto two scale windows, namely, the background flow window (> 64 d) and the eddy window (< 64 d). The kinetic energy on each window is obtained accordingly with the MWT transform coefficients. In the upstream, the EKE peaks in August, and reaches its minimum in winter; in contrast, the EKE downstream has two peaks, one in April and another in September, and attains its minimum in winter. Using the MWT-based canonical transfer theory and localized multiscale energetics analysis, we find that barotropic instability and baroclinic instability are the main mechanisms for the EKE variations in this region. They govern the different EKE seasonal cycles in upstream and downstream Kuroshio, respectively. In the upstream, the EKE seasonality is mainly generated through a barotropic instability pathway (i.e. the canonical transfer of kinetic energy from the background flow to the eddies). In contrast, in the downstream, the April peak is determined by a baroclinic instability (i.e. the canonical transfer of available potential energy from the background flow to the eddies, which is further converted to EKE), while the September peak is jointly generated by a baroclinic instability and a barotropic instability.

Key words Kuroshio; East China Sea; multiscale window transform; canonical transfer; barotropic instability; baroclinic instability