论 文

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

杨洋¹, 梁湘三^{1,2*}

1. 南京信息工程大学海洋科学学院, 南京 210044;

2. 南京信息工程大学大气科学学院, 南京 210044

* 通讯作者, E-mail: san@pacific.harvard.edu

收稿日期: 2018-05-01; 收修改稿日期: 2018-08-17; 接受日期: 2018-10-24; 网络发表日期: 2019-01-21

国家自然科学基金项目(批准号: 41806023、41276032)、全球变化与海气相互作用专项项目(编号: GASI-IPOVAI-06)、2015江苏双创团队项目、江苏省特聘教授项目、南京信息工程大学人才启动项目(编号: 2017r054)和江苏省高等学校自然科学研究项目(编号: 18KJB170019)资助

摘要 利用一套新的泛函工具——多尺度子空间变换(MWT), 以及基于MWT的局地多尺度能量分析和正则传输理论, 文章将黑潮流域重构于平均流、年际低频变化和中尺度涡三个尺度子空间, 并从气候态角度分析了这三者之间的能量传输和转换. 结果表明台湾以东黑潮存在显著的逆尺度能量级串, 平均流从年际尺度和涡旋尺度汲取动能, 来自年际尺度的正向能量级串是这个区域涡旋发展和维持的一个内在的局地因素. 东海黑潮海域不同尺度之间的能量传输主要表现为平均流和涡旋之间的相互作用, 其中南段发生正压和斜压失稳, 北段则表现为正压稳定和斜压失稳. 日本南部是整个黑潮流域多尺度相互作用最为强烈的区域, 该海区的黑潮不仅发生很强的正压、斜压失稳, 将能量从平均流输送给涡旋, 来自年际尺度的正向能量级串也是该海域涡旋能量的重要来源. 同时我们发现该海域年际变化的能量主要来自平均流的正压不稳定, 而非来自高频涡旋的逆尺度反馈.

关键词 黑潮, 多尺度子空间变换, 正则传输, 多尺度能量分析, 多尺度相互作用, 正压不稳定, 斜压不稳定

1 引言

黑潮是北太平洋著名的西边界流, 它起源于菲律宾东南海域, 紧贴中国台湾东侧流入东海并沿冲绳海槽向东北方向运动, 经吐噶喇海峡流出东海后沿日本南部海域流动, 而后越过伊豆山脊进入北太平洋形成黑潮延伸体(图1). 黑潮将热量从热带地区输送到高纬地区, 对东亚乃至整个北太平洋的气候产生巨大的影响. 近十年来, 随着卫星高度计资料、现场水文观测

资料的累积以及高分辨率区域海洋数值模式的开展, 越来越多的物理海洋学家开始关注黑潮在不同时间尺度上的变异及其对生态、气候的影响(Zhang等, 2001; Waseda等, 2002; Miyazawa等, 2004; 吴立新等, 2007; Usui等, 2008; Zheng等, 2011; Tseng等, 2012; Hsin等, 2013; Lee等, 2013; Na等, 2014; Soeyanto等, 2014; Jan等, 2017; 袁东亮等, 2018).

作为一支强西边界流, 黑潮流系存在显著的多尺度变化. 前人通过对卫星数据的统计表明黑潮流系(如

中文引用格式: 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. 中国科学: 地球科学, 49: 596–610, doi: [10.1360/N072018-00133](https://doi.org/10.1360/N072018-00133)

英文引用格式: Yang Y, Liang X. 2019. The intrinsic nonlinear multiscale interactions among the mean flow, low frequency variability and mesoscale eddies in the Kuroshio region. Science China Earth Sciences, 62: 595–608, <https://doi.org/10.1007/s11430-018-9289-4>

图 1 西北太平洋海底地形

数据来自ETOPO1. 单位: m. 白色等值线为AVISO平均海面高度(单位: cm), 图中仅画出100、110、120、130cm等值线, 用来表示黑潮流轴. 黑色实线框标注了黑潮流域的四个子区域, 按照数字1~4顺序依次为台湾以东黑潮、东海黑潮南段、东海黑潮北段、日本南部黑潮区域

台湾以东黑潮、东海黑潮、日本南部黑潮流域)是海洋中尺度涡旋频发区域(Ebuchi和Hanawa, 2000; Lee等, 2013; 王兴智等, 2014; Chang等, 2015; Cheng等, 2017). 这些中尺度涡的生命尺度一般在数十天到数百天不等, 属于海洋中的高频尺度变化过程. 除了这些高频过程, 黑潮流系还呈现出显著的低频变化特征. 如不少学者研究了台湾以东黑潮的年际变化, 并探讨了这种低频变化与ENSO(Hwang和Kao, 2002; Shen等, 2014)、PDO(Wu, 2013)、PTO(Philippines Taiwan Oscillation)(许灵静等, 2017)、来自太平洋西传涡旋(Chang和Oey, 2011; Hsin等, 2013; Chang等, 2015; Yan等, 2016), 以及局地大气强迫(贾英来等, 2004)等之间的关系. 东海黑潮的年际变化也是历来学界关注的热点问题(Liu和Gan, 2012). Andres等(2009)发现东海黑潮的流量在低频尺度上与PDO存在很强的相关. 利用JCOPE2再分析数据, Soeyanto等(2014)认为PDO与台湾东南侧的中尺度涡活动共同影响了东海黑潮流量的年际变异. Wang和Oey(2014)则认为PTO指数是预测东海黑潮年际变化更好的气候因子. 此外, Zhang等(2012)发现东海PN断面的热量输送也具有显著的年际变化特征, 并指出东海黑潮上空的经向风异常是影响其变化的控制因素. 针对日本南部海域, 历来的研究

表明该区域黑潮具有显著的多模态特征(Usui等, 2013), 其路径主要存在大弯曲和非大弯曲两种典型路径(Kawabe, 1995), 并且不同路径之间的转换具有显著的年际变化特征. 关于日本南部黑潮多模态形成机制有诸多理论, 如自持振荡理论(Qiu和Miao, 2000)、涡致作用(Miyazawa等, 2004)、风致作用(Kurogi和Akitomo, 2003)等.

上述黑潮在不同尺度上的变异一方面通过各自作用对流经海域的动量、热量输送产生巨大影响; 另一方面, 它们之间还存在着非常显著的相互作用, 从而使其动力过程变得更加复杂. 黑潮流域的涡流相互作用一直是海洋学家关注的热点问题. 由于存在很强的切变, 黑潮基流会通过正压和斜压不稳定给涡旋的生成和发展提供能量(Waseda等, 2002; Jia等, 2005; Guo等, 2018). 反过来, 很多研究表明中尺度涡对黑潮主轴流量和路径的年际变异也有显著的反馈作用(Hsin等, 2013; Yin等, 2017). 近十年来, 多尺度能量学分析被广泛用来研究不稳定及涡流相互作用(von Storch等, 2012; Chen等, 2014; Zemskova等, 2015). 具体到黑潮流域, Miyazawa等(2004)利用一个 $1/12^\circ$ 高分辨率区域海洋模式发现斜压、正压失稳在日本南部大弯曲形成的不同时段起了重要作用. Ma和Wang(2014)通过诊断

正压能量传输项研究了日本南部区域黑潮基流和涡旋之间的相互作用, 他们发现正压不稳定对该区域涡动能的季节变化和年际变化起着重要作用. 过去的研究发现海洋中的过程往往发生在一些特定的时间尺度范围内. Liang和Anderson(2007)将这些特定尺度称为“尺度子空间”(Scale Window). 根据前人的研究, 黑潮流系至少可以定义平均流、年际变化和涡旋三个子空间. 黑潮平均流-年际变化-涡旋三者之间相互作用的能量结构是怎么样的? 平均流-涡旋之间的相互作用, 以及年际变化-涡旋之间的相互作用对黑潮流系不同区域上涡旋的增长或者消亡的相对贡献如何? 迄今为止, 这些问题都还没有一个详尽的解释. 本文将使用一种新的尺度分离工具——多尺度子空间变换(Multiscale Window Transform, MWT; Liang和Anderson, 2007), 以及基于MWT的局地多尺度能量分析和正则传输理论(Liang, 2016)对上述问题做出一些探讨.

2 方法

多尺度能量分析是探究大气、海洋中不同尺度之间相互作用、内部不稳定及能量再分配的强有力的诊断工具. 然而对于一般的非平稳多尺度过程(如流体不稳定、涡流相互作用)来说, 多尺度能量的表征与分析是很久以来就被认识到的难题, 目前学界对多尺度能量的表述甚至还存在概念性的误区(Liang, 2016). 下面, 我们将简要地介绍多尺度能量分析中存在的难点及相关原理, 为相关领域的研究者提供参考.

2.1 多尺度子空间变换

传统的多尺度能量学大多基于雷诺平均-扰动分解(Lorenz, 1955; von Storch等, 2012). 这种方法由于在时间(或空间)方向做了平均, 导出的多尺度能量损失了时间(空间)变化信息, 不适合用来研究非平稳过程. 为此, 很多研究者采用滤波器来做尺度分解. 比如对一速度场 $u(t)$ 进行滤波 $u(t) = \bar{u}(t) + u'(t)$, 其中 $\bar{u}(t)$ 和 $u'(t)$ 分别表示背景场和涡动场. 很多研究者直接把涡动能取为 $(u')^2$. 这种做法在概念上就是错误的. 下面用一个简单的谐波分析来说明. 假设有如下简单的傅里叶展开:

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

式中, ω_0 和 ω_1 分别为背景场和涡动场的频率, 那么我们知道这两个成分的能量应该是它们各自傅里叶变换系数的平方: $a_0^2 + b_0^2$ 与 $a_1^2 + b_1^2$, 而绝不是重构场(滤波场)的平方: $[\bar{u}(t)]^2$ 和 $[u'(t)]^2$. 也就是说多尺度能量是一个相空间上的概念, 实际上是变换系数的平方, 它通过泛函分析中的Parseval关系式与物理空间中的对应的能量联系起来. 式(1)中当 $\bar{u}(t)$ 是定常时, 可以很容易得到

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

上式说明了在雷诺平均-扰动分解情形下定义的涡动能只能是 $\overline{[u'(t)]^2}$, 而非 $[u'(t)]^2$. 过去大量研究为了得到涡动能随时间的变化而采用了 $[u'(t)]^2$, 实际上这种“能量”只是一个有着能量量纲的数学量, 而在物理上是没有意义的.

那么如何得到物理上正确的随时间变化的多尺度能量呢? 事实上这个问题非常复杂而又非常基本, 一直到滤波器和正交小波被证明相联系(Strang和Nguyen, 1996)、并且在Liang和Anderson(2007)发展了多尺度子空间变换(Multiscale Window Transform, MWT)后才被系统地解决.

如前所述, 传统的滤波器只给出相当于重构场, 而这种重构场是物理空间的量, 他们无法用来表征能量. Liang和Anderson(2007)发现, 对于一些特殊情况, 存在着一对“变换——重构对”, 就像傅里叶变换与逆傅里叶变换一般(注意, 这里正交性很重要, 不然Parseval恒等式不成立, 从而物理意义上的能量无法被定义). 这种变换对正是MWT及其对应的重构, 即多尺度子空间重构(Multiscale Window Reconstruction, MWR). 我们因此可以用变换系数求得相应的多尺度能量.

简单地说, MWT将一个函数空间分解成一组正交子空间的直和(Direct Sum), 其中每一个子空间包含这一个特定范围的尺度, 这样的子空间被叫做尺度子空间(Scale Window), 其尺度范围由小波尺度指数界定. 在MWT框架下, 式(1)中的两个不同时间尺度的过程分别对应着两个时间采样空间的变换系数 $\hat{u}_n^{-0}$ 和 $\hat{u}_n^{-1}$.

其中 $(\cdot)_n^{\sim\omega}$ 表示对某一变量表示在第 n 时次、在子空间 ω 上进行的MWT变换. $\omega = 0, 1$ 分别表示背景场子空间和涡动子空间. 这两部分的能量正比于各自的MWT变换系数的平方, 即 $(\hat{u}_n^{\sim 0})^2$ 和 $(\hat{u}_n^{\sim 1})^2$.

2.2 正则传输

在MWT的这个框架下, Liang和Robinson(2005)提出了正则传输理论. 这里我们仅作简要介绍, 详细内容请参考Liang(2016). 对于一个不可压流场 $\mathbf{u}$, 现有标量场 T 在其中变化, 则有如下控制方程:

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

上式右边包含其他的一些过程, 如外源、耗散等过程. 由于非线性项 $\nabla \cdot (\mathbf{u}T)$ 的存在, 则不同尺度相互作用的现象就有可能发生. 对上式两边做MWT, 并乘上 $\hat{T}_n^{\sim\omega}$, 可以得到 ω 子空间上的能量方程

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

式中, $E_n^{\omega} = (\hat{T}_n^{\sim\omega})^2 / 2$ 为 ω 子空间的能量. 上式右侧第一项即为非线性项在能量方程中的体现. 我们知道, Lorenz(1955)给出的多尺度能量方程是全球积分形式, 因此这类方程无法刻画局部区域的能量过程. 历年来, 不少学者将Lorenz能量方程扩展到局地形式, 其本质涉及对能量方程中的非线性项做一个同尺度输运过程与跨尺度传输过程的分离. 同尺度输运过程由于在数学上具有散度的形式, 因而对一个闭合系统而言其体积分零, 也就是说输运过程仅起到在物理空间内对能量进行再分配的作用. 剩余部分就是跨尺度传输过程(Harrison和Robinson, 1978); 由于这部分连接了不同尺度(如平均流和涡动场)之间的能量传输, 因此与流体内部不稳定过程密切相关. 然而, 早期有一些学者已经意识到这种思路下的输运项看似具有散度形式, 实际上其数学形式并不唯一(Holopainen, 1978; Plumb, 1983). 针对这个问题, Liang和Anderson(2007)证明了这种分离在MWT框架下可以自然得到, 并且其形式是唯一的. 他们给出了跨尺度传输的数学表达式:

$$\Gamma_n^{\omega} = \frac{1}{2} [(\widehat{\mathbf{u}T})_n^{\sim\omega} \cdot \nabla \hat{T}_n^{\sim\omega} - \hat{T}_n^{\sim\omega} \nabla \cdot (\widehat{\mathbf{u}T})_n^{\sim\omega}]. \quad (5)$$

注意上述传输项满足以下守恒律:

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

式中, $\sum_n$ 和 $\sum_{\omega}$ 分别表示对所有时间样本和子空间的求和. 这种传输严格代表了不同子空间之间的能量再分配, 它不会产生也不会耗去能量. 这一点传统的公式都无法满足(甚至没有考虑). 为区别起见, 这种能量传输称为“正则传输”(canonical transfer; Liang, 2016).

在式(5)中, 将 T 换成流速则可得到正则动能传输, 换成密度异常则得到正则有效位能传输, 此两者精确对应着经典地球流体力学中的正压失稳与斜压失稳, 而又没有经典理论中全局性的局限, 能真实地表征流体失稳过程的时间间隙性与空间局地性(Liang和Robinson, 2007). 为了跟传统基于雷诺分解方法的能量方程比较, Liang和Robinson(2007)还导出了雷诺分解框架下的正则传输和能量方程:

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

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

上两式等号左边第二项为同尺度输运项, 等号右边 $\Gamma = (1/2)[\overline{T \nabla \cdot (\mathbf{u}T')} - \overline{\mathbf{u}T'} \cdot \nabla T]$ 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, 满足式(6), 因此精确表征了涡流之间的能量传输. 而传统能量方程具有如下形式:

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

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

我们看到等号右边的传输项相加并不相互抵消, 即

$$\overline{T \nabla \cdot (\mathbf{u}T')} + \overline{\mathbf{u}T'} \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\overline{T \mathbf{u}T'}) \neq 0. \quad (11)$$

实际应用中很多研究者将 $-\overline{\mathbf{u}T'} \cdot \nabla T$ 项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. Liang和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并不能表征该模型中的局地不稳定结构, 而用他们的正则传输可以精确地反映此结构.

2.3 局地多尺度能量分析

在上述两个理论框架下, 我们可以从原始方程出发推导出局地多尺度能量方程. 对一个满足静力平衡和Boussinesq近似的海水Navier-Stokes方程组

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) + f\mathbf{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + F_u, \quad (12)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{v}\mathbf{u}) - fu - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + F_v, \quad (13)$$

$$0 = \nabla \cdot \mathbf{u}, \quad (14)$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g, \quad (15)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) - \frac{\rho_0 N^2}{g} w + F_\rho, \quad (16)$$

式中, $\mathbf{u} = (u, v, w)$ 为三维流速场, f 为科式力参数, g 为重力常数, ∇ 为三维散度算子, F 项包括了动量和密度方程中的外强迫和耗散等过程, ρ 为密度异常, 即从原始密度场中扣除背景场密度剖面. $\bar{p}(z)$, p 是与 ρ 相关的静力压强, ρ_0 为密度常数, $N = \sqrt{-(g/\rho_0)(\partial \bar{\rho} / \partial z)}$ 为浮频率.

在MWT框架下, ϖ 子空间上的动能 K^ϖ 和有效位能 A^ϖ 为

$$K^\varpi = \frac{1}{2} \rho_0 \hat{\mathbf{u}}_H^\varpi \cdot \hat{\mathbf{u}}_H^\varpi, \quad (17)$$

$$A^\varpi = \frac{1}{2} c (\hat{p}^\varpi)^2, \quad (18)$$

式中, $\mathbf{u}_H = (u, v)$ 是二维流速, 系数 $c = g^2 / \rho_0 N^2$. 其中式(18)是准地转框架下的有效位能定义(Pedlosky, 1987; Oort等, 1989), 该定义被广泛应用于研究海洋中尺度涡相关的现象当中(Huang, 2005). K^ϖ 和 A^ϖ 的倾向方程如下, 详细推导过程可以参见Liang(2016):

$$\begin{aligned} \frac{\partial K^\varpi}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} \rho_0 (\mathbf{u}\mathbf{u}_H)^\varpi \cdot \hat{\mathbf{u}}_H^\varpi \right] \\ + \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} \rho_0 (\hat{\mathbf{u}}^\varpi \hat{p}^\varpi) \right] = \\ + \frac{1}{2} \rho_0 [(\mathbf{u}\mathbf{u}_H)^\varpi : \nabla \hat{\mathbf{u}}_H^\varpi - \nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}_H)^\varpi \cdot \hat{\mathbf{u}}_H^\varpi] \\ + \underbrace{(-g \hat{\rho}^\varpi \hat{w}^\varpi)}_{b^\varpi} + F_K^\varpi, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A^\varpi}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\frac{1}{2} c \hat{\rho}^\varpi (\mathbf{u}\rho)^\varpi \right] = \\ + \frac{1}{2} c [(\mathbf{u}\rho)^\varpi \cdot \nabla \hat{\rho}^\varpi - \hat{\rho}^\varpi \nabla \cdot (\mathbf{u}\rho)^\varpi] \\ + \underbrace{g \hat{\rho}^\varpi \hat{w}^\varpi}_{-b^\varpi} + F_A^\varpi. \end{aligned} \quad (20)$$

在式(19)和(20)中, $\nabla \cdot \mathbf{Q}_K^\varpi$ 、 $\nabla \cdot \mathbf{Q}_A^\varpi$ 为同尺度动能和位能输送项, 如从研究区域外传播进来的能量, 属于非局地过程. $\nabla \cdot \mathbf{Q}_p^\varpi$ 为压强做功项, b^ϖ 为浮力转换项, 表示 ϖ 尺度动能和位能之间的转换, F_K^ϖ 、 F_A^ϖ 分别为动能和位能方程中的外强迫和耗散等过程. Γ_K^ϖ 、 Γ_A^ϖ 为跨尺度动能和位能传输项, 均满足式(6), 即能量在不同尺度间的传输守恒.

值得注意的是 Γ_K^ϖ 和 Γ_A^ϖ 不仅包含了来自其他尺度的能量传输, 还有来自自身尺度的传输信息, 这部分传输由于不涉及尺度子空间之间的能量传输, 因此与不稳定无关. 所以, 在实际应用过程中, 需要对此两项作进一步处理, 这个过程称为“相互作用分析”(interaction analysis), 详细内容可参见Liang和Robinson(2005). 为了简便起见, 本文使用 $\varpi_0 \rightarrow \varpi_1$ 来表示 ϖ_0 子空间向 ϖ_1 子空间的能量传输(与不稳定相关). 如从平均流子空间($\varpi = 0$)向涡旋子空间($\varpi = 2$)的正则动能(位能)传输项用 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 2}(\Gamma_A^{0 \rightarrow 2})$ 来表示, 该值为正则动能(位能)由平均流向涡旋传输, 表明发生了正压(斜压)不稳定. 为此, 也称其为正压(斜压)传输. 类似的, $\Gamma_K^{1 \rightarrow 2}(\Gamma_A^{1 \rightarrow 2})$ 表示从年际子空间向涡旋子空间的正压(斜压)传输. 图2给出了三个尺度子空间的能量循环示意图. 该理论目前已成功地应用于不同的海洋(Yang和Liang, 2016, 2018; Yang等, 2017)和大气(Xu和Liang, 2017; Ma和Liang, 2017; Zhao和Liang, 2018)问题的研究. 需要强调的是, 本文的目的并非为了研究中尺度涡能量的完整收支情况, 而是要研究黑潮流域不同尺度之间复杂的非线性相互作用过程, 这是传统的工具还无法做到的. 对于完整能量循环的讨论已超出了本文的研究范围, 我们将在今后的研究中回答这个问题.

3 资料

利用现场观测资料做多尺度能量分析面临的一个

图 2 三个尺度框架下的能量循环示意图

红色箭头表示正则传输过程, 蓝色箭头表示浮力转换过程, 绿色箭头表示同尺度运输及外力、耗散等过程

最大的问题在于观测时段短、覆盖面积小; 而卫星高度计资料(如AVISO)只能反映海洋表层的地转流信号, 不能覆盖空间三维的信息。正因如此, 目前学界对大洋能量诊断几乎都是基于模式数据(von Storch等, 2012; Chen等, 2014; Kang和Curchitser, 2015; Zemskova等, 2015)。本文使用由美国国家航空航天局开发的ECCO2 (Estimating the Circulation and Climate of the Ocean project, Phase II)高分辨率海洋再分析数据。ECCO2是一套融合了卫星高度计、浮标数据等一系列观测资料的海洋再分析数据集(Menemenlis等, 2005)。ECCO2基于MITgcm模式, 采用立方体球面网格, 其水平分辨率大致为18km。模式的垂直方向分为50层, 垂向分辨率由表层的10m逐渐扩大到最大深度(约6150m)处的456m。ECCO2数据通过使用格林函数方法来优化模式的控制参数(Menemenlis等, 2005)。这些控制参数包括初始温度和盐度条件、大气表面边界条件、背景垂直扩散率、底部阻力和垂直黏度等(Wunsch等, 2009)。利用这些优化过的控制参数, 模式自由地向前运行, 正如用普通模式模拟中一样。由于模式没有在向前积分过程中被强行纠正, 模式的输出在动力学上是协调的(Wunsch等, 2009; Yang等, 2017)。关于模式的详细信息和数据同化方法请参考Menemenlis等(2005)。Chen等(2014)比较了用ECCO2与AVISO两套数据计算得到的正压传输项的气候态分布, 结果表明ECCO2具有很好的模拟效果。本文使用了三天平均的温盐场(用于计

算密度场)和流速场, 资料长度为1993~2016年共24年。

4 尺度划分

传统基于的能量学方法一般都是基于时间平均-涡动的雷诺分解方法(von Storch等, 2012; Chen等, 2014; Zemskova等, 2015), 这种分解方法最明显的一个缺陷是把海洋中几乎无所不在的低频信号(如年际、年代际变化)归到了“涡旋”中, 进而得到的涡流相互作用能量诊断结果就会有较大的误差(Yang和Liang, 2016)。图3给出了黑潮流域不同区域表层流场的动能谱。从图中可见黑潮流域的流场具有显著的多时间尺度信号。其中最显著的是周期在1年以下的中尺度信号, 除此之外还包括季节循环和年际尺度低频信号, 尤其是日本南部海域的年际信号异常明显(图3d)。此外, 我们还可以看到黑潮流域不同区域的中尺度信号具有显著的差异, 其中台湾东部和日本南部区域的中尺度信号周期较长, 一般在2个月以上, 尤其是日本南部海域, 半年至1年的信号也非常显著。东海黑潮北段的中尺度信号周期较短, 主要集中在2个月以下; 而东海黑潮南段的中尺度信号频谱则较宽, 6个月以下的信号都很显著。基于以上的谱分析, 本文使用384($=3 \times 27$, 其中 $dt=3$ 天为ECCO2数据的时间步长。与小波分析类似, 在MWT中, 尺度子空间的划分须是2的指数幂, 详见Liang, 2016)天作为分离中尺度信号和低频信号的截断周期。实际上, 我们也使用192天为分界做了分析, 结果与以384天为分界的非常相似(图略)。综上, 本文利用MWT将原始场分解为以下三个尺度子空间: 平均流子空间, 年际尺度子空间(周期为384天以上)和中尺度涡子空间(周期为384天以下)。

需要注意的是上述基于时间尺度的分解会将一些生命周期很长的中尺度涡过程归为低频变率, 因此可能导致所得的能量诊断结果存在误差。考虑到黑潮流域生命周期长于1年的中尺度涡很少(袁耀初和管秉贤, 2007; Yang等, 2013; Cheng等, 2014), 并且本文讨论的是长期平均的能量学特征, 我们认为本文得到的结果是可信的。

5 多尺度能量

利用式(17), 我们可以得到三个子空间上的动能,

图3 黑潮流域不同区域平均的表层流场动能谱

动能谱采用了方差保持(Variance-preserving)形式. 红、绿、紫、棕虚线分别表示周期为1个月、2个月、6个月和1年. 单位: $\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$

即MKE(Mean Kinetic Energy, K^0)、IKE(Interannual Kinetic Energy, K^1)和EKE(Eddy Kinetic Energy, K^2); 同理根据式(18), 三个子空间上的有效位能分别为MAPE(Mean Available Potential Energy, A^0)、IAPE(Interannual Available Potential Energy, A^1)、EAPE(Eddy Available Potential Energy, A^2). 下面我们详细分析这6个能量的气候态平均空间分布.

图4a~c展示了上层海洋垂直平均的3个动能分量的水平分布. 总的来说, 动能大值区主要集中在黑潮流经海域, 三个子空间的动能呈现显著的区域性差异. 具体来说, MKE是三个动能中最大的一项, 其极值沿黑潮主轴分布, 流轴以外的区域均很弱(图4a). EKE反映了中尺度涡的活跃程度, 是研究中尺度涡的重要特征量. 从图4c可见, 黑潮流域EKE大值主要分布在台湾以东和日本南部海域. 东海黑潮流域EKE相对较弱, 并且北段强度大于南段. 与MKE和EKE不同, IKE仅在日本南侧表现出极大值(图4b), 且其量值在部分区域(如33°N, 137°E附近)甚至要超过EKE, 说明该海域存在很强的年际变化.

图4d~f给出了三个子空间有效位能的气候态分

布. EAPE是中尺度涡机械能的重要组成部分(Roullet等, 2014), 从图4f可见EAPE的空间分布类似于EKE, 但其量值在上层海洋要大于EKE. IAPE与IKE的空间分布也相似, 但其量值要明显强于IKE(图4e), 说明年际尺度能量主要以有效位能的形式存储. 不同于其他两个子空间, MAPE的空间分布与MKE相差较大. 如图4d所示, MAPE没有像MKE那样在黑潮流轴上达到极大, 而是在流轴两侧量值较大. 导致这种MAPE分布的原因与本文所使用的APE定义有关. 式(18)给出的APE是准地转近似下的APE, 该定义在密度扰动相对背景层结较大的情况下不再适用. 在黑潮流域, 对于低频振荡与大尺度流动, 等密度面起伏相对背景层结不再是小量, 因此得到的APE可能误差较大.

在2.1节中我们提到多尺度能量是变换系数的平方量, 因此动能在这个思路下可以很自然地得到分解. 但对于有效位能来说, 其局地形式的表达式一般不是平方形式的(Holliday和McIntyre, 1981), 因此其多尺度能量分解非常困难. 而准地转近似下的有效位能是密度扰动的平方量, 能够很自然地利用MWT得到其多尺度能量. 这也是Liang(2016)采用准地转有效位能的

图4 1993~2016年上层海洋多尺度动能和有效位能垂向平均的气候态空间分布

上层海洋为0~200m, 单位: J m^{-2}

原因。目前对有效位能的研究依旧还是国际前沿的理论性课题(Tailleux, 2013), 关于如何得到非平方形式的有效位能的多尺度公式, 这已超出了本文的研究范围, 有待今后进一步研究。

值得注意的是, 尽管本文所使用的多尺度能量分析中的有效位能是基于准地转近似, 但根据前人的经验, 该近似对有效位能方程中的相互作用项影响并不大。比如最近Zemskova等(2015)使用不含准地转近似的有效位能导出了平均场和扰动场有效位能方程, 并与准地转近似的形式做了比较, 他们发现两种情形下的相互作用项只有在高纬度深层水生成区差别较大, 说明了准地转近似对有效位能方程中的相互作用项影响很小。这也是为什么近几年在能量学具有影响力的几个工作均采用了准地转近似的有效位能定义的一个原因(von Storch等, 2012; Chen等, 2014; Kang和Curchitser, 2015)。

从上面在黑潮海域多尺度动能和有效位能水平分布的分析, 我们可以总结出两点。第一, 不论是动能还是有效位能, 年际低频子空间的能量是总能量中不可忽略的一部分, 尤其是在日本南部黑潮流域。传统研究中采用时间平均和扰动的分解方法人为地将这部分能量算作涡能, 其得到的结果无法信实地表征涡流相互作用现象。第二, 黑潮流经海域的能量分布具有显著的区域性差异。根据前人对黑潮的研究, 本文重点关注以下几个区域: 自南向北依次包括台湾以东黑潮、东海黑潮和日本南部黑潮。根据我们能量诊断的结果发现东海黑潮的南段和北段的涡流相互作用过程

有很大不同(详见第6.1节分析), 本文将东海黑潮进一步划分为南段和北段。图1给出了上述4个子区域的空间划分。图5展示了4个子区域面积平均的多尺度能量随深度的分布结构。从整体来看, MKE是三个子空间动能中最大的分量, 并随深度迅速衰减; 相比之下, IKE和EKE则要小很多。通过比较三者在4个子区域的差异可以看到, 在台湾以东、东海黑潮南北段, 三者大小关系均为 $\text{MKE} > \text{EKE} > \text{IKE}$ (图5a~c)。在日本南侧海域, 三者大小关系为 $\text{MKE} > \text{IKE} > \text{EKE}$ (图5d), 说明该区域具有很强的年际变化。不同于动能, 有效位能的三个分量在垂向上呈现较为复杂的结构, 尤其是在100m以上的混合层, MAPE、IAPE和EAPE三者之间呈现出了复杂的关系, 且有效位能明显比动能要大一个量级。需要注意的是混合层中密度扰动相对于背景层结不再是小量, 因此准地转框架下的有效位能在混合层中误差可能较大。在混合层在200m以下的次表层, 类似于动能, 三者在台湾以东和东海黑潮流域的相对大小均呈 $\text{MAPE} > \text{EAPE} > \text{IAPE}$ (图5a~c)。在日本南部海域的次表层, IAPE的量值要明显大于其他几个能量分量(图5d), 说明该海域年际尺度的机械能主要以有效位能的形式存储。

6 多尺度相互作用

本节通过诊断黑潮流域平均流、年际变化和涡旋子空间之间的正则传输过程来认识黑潮流域的多尺度相互作用。由于本文基于三个子空间的尺度分解, 通过

图5 黑潮流域不同区域多尺度动能和位能的气候态平均垂直剖面图

第2.2节介绍的正则传输理论, 我们可以很方便地得到平均流与中尺度涡、低频变化与中尺度涡, 以及平均流与低频变化之间的正压和斜压传输. 图6展示了上层海洋垂直平均正则传输的气候态空间分布. 总体来看, 所有传输项都主要集中在黑潮流轴, 并在日本南部沿岸有很强的相互作用. 另外, 这些传输项还呈现高低中心交替出现的空间结构, 说明不同黑潮流域多尺度相互作用的地域复杂性. 注意本文所取的气候态指的是1993~2016年24年时间平均, 我们尝试了1994~2013年、1995~2014年等多种20年时间平均, 所得结果都与图6非常相似, 这表明本文得到的气候态意义下的多尺度相互作用结果在统计上是有意义的.

6.1 平均流-涡旋相互作用

图6a和b展示了上层海洋平均流和涡旋之间的正压传输($\Gamma_K^{0 \rightarrow 2}$)和斜压传输($\Gamma_A^{0 \rightarrow 2}$)的气候态水平结构. 当 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 2}$ 为正时, 表示动能由平均流向涡旋传输

(MKE→EKE), 流体发生正压不稳定. 同理, 当 $\Gamma_A^{0 \rightarrow 2}$ 为正时, 表示位能由平均流向涡旋传输(MAPE→EAPE), 流体发生斜压不稳定. 从 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 2}$ 的水平分布(图6a)可以看出, 该项在东海黑潮南段和日本南部海区呈现出显著的正值, 说明这两个区域发生正压失稳, 动能从平均流向涡旋传输. 有意思的是, 在台湾以东和东海黑潮北段 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 2}$ 呈现明显的负值, 即EKE→MKE, 表明这两个区域的涡旋活动不是正压不稳定所致. 不同于 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 2}$, $\Gamma_A^{0 \rightarrow 2}$ 在整个黑潮流域基本为正值, 且在台湾以东、东海黑潮南段和日本南部海域有较大值分布, 说明黑潮在这几个区域发生强的斜压不稳定将MAPE传输给EAPE.

前人利用雷诺分解方法对黑潮流域平均流和涡旋之间的能量传输做过一些研究. Miyazawa等(2004)利用高分辨率模式模拟了日本南部大弯曲与中尺度涡的相互作用, 结果表明日本南部黑潮主流通过正压不稳定和斜压不稳定将能量向中尺度涡传输. Ma和Wang

图 6 1993~2016 年上层海洋正负传输垂直向平均的气候态空间分布

(a) $I_K^{0 \rightarrow 2}$; (b) $I_A^{0 \rightarrow 2}$; (c) $I_K^{1 \rightarrow 2}$; (d) $I_A^{1 \rightarrow 2}$; (e) $I_K^{0 \rightarrow 1}$; (f) $I_A^{0 \rightarrow 1}$. 上层海洋为 0~200m, 单位: 10^{-4}W m^{-2}

(2014)利用卫星高度计数据分析了日本南部黑潮正压能量传输的空间分布, 他们的结果表明本州岛南部海域发生较强的正压不稳定, 动能从平均流向涡旋输送. 这些结论与本文 $I_K^{0 \rightarrow 2}$ 的结果大体一致.

为了进一步说明上述传输项的垂直结构, 图7显示了各能量项在4个黑潮子区域的垂直剖面. 从图中我们可以看到, $I_K^{0 \rightarrow 2}$ 在台湾沿岸和东海黑潮北段呈显著负值, 其值随深度逐渐减小, 这种逆尺度的正压传输表明涡旋对于这两个区域平均流的维持具有重要的反馈作用(图7a和7c). 相反, $I_K^{0 \rightarrow 2}$ 在日本南部和东海黑潮南段为正值(图7b和7d), 其中 $I_K^{0 \rightarrow 2}$ 在东海黑潮南段先随深度增加, 200m以深又随深度逐渐减弱, 说明日本南部和东海黑潮南段的黑潮发生强的正压不稳定, 为局地涡旋的生成提供能量. $I_A^{0 \rightarrow 2}$ 在所研究的四个子区域均为正值, 其中台湾以东和日本南部海区 $I_A^{0 \rightarrow 2}$ 呈现表层最大并随深度迅速减弱(图7a和7d). 而在东海黑潮流域, $I_A^{0 \rightarrow 2}$ 在次表层有极大值, 其中南段子区域在120m和350m各有一个极大值(图7b), 北段子区域在250m深度处有极大值(图7c).

6.2 年际变化-涡旋相互作用

基于三个子空间的尺度分离使得我们可以进一步研究年际变化和涡旋之间的相互作用. 从图6c和6d可见, 黑潮流域年际变化和涡旋相互作用非常显著, 尤其是在日本南部和台湾东侧这两个海域. 在日本南

侧海域, $I_K^{1 \rightarrow 2}$ 和 $I_A^{1 \rightarrow 2}$ 均显示出正负相间的空间分布, 说明该区域年际变化和涡旋之间的相互作用较为复杂. 就区域平均而言, 从年际尺度到涡旋尺度的正压和斜压传输均为正值, 说明来自低频年际尺度的正向能量级串是这个地区涡旋发展的重要能量源之一(图7d). 有意思的是, 台湾东侧海域是 $I_K^{1 \rightarrow 2}$ 和 $I_A^{1 \rightarrow 2}$ 项的正值区, 在表层达到最大并随深度逐渐衰减(图6c、6d、7a). 在上一小节我们发现正压不稳定不是该区域EKE的能量来源, 从 $I_K^{1 \rightarrow 2}$ 的空间分布可见来自年际低频尺度的正向能量级串是台湾以东EKE的一个重要的内在能量来源.

6.3 平均流-年际变化相互作用

下面我们考察平均流和年际低频变化之间的相互作用. 图6e给出了 $I_K^{0 \rightarrow 1}$ 的水平分布, 我们可以看到该项在日本沿岸区域呈现很强的正值, 即MKE→IKE, 说明该区域的平均流正压失稳将很大一部分能量传输给了年际尺度, 使得日本南部海域年际动能有异常高值. 同时我们注意到在离岸一侧有相对较弱的从低频尺度向平均流尺度的动能传输. 在东海黑潮流域, 平均流和年际尺度之间的相互作用非常弱. 有意思的是, 在台湾东侧海域, $I_K^{0 \rightarrow 1}$ 显示显著的负值, 表明平均流从年际尺度获得动能. $I_A^{0 \rightarrow 1}$ 的空间分布类似 $I_K^{0 \rightarrow 1}$, 量值相比 $I_K^{0 \rightarrow 1}$ 较弱(图6f): 在日本南部海域有较强的斜压不稳定, 能量由MAPE向IAPE传输; 在台湾以东海域, 能

图7 黑潮流域不同区域多尺度相互作用能量项的气候态平均垂直剖面图

量由IAPE反向传输给MAPE。从垂直结构可以看出, $\Gamma_A^{0 \rightarrow 1}$ 在台湾以东表层有较弱的正值, 随深度逐渐减小并在50m深度处转为负值(图7a); 在日本南部区域表层达到极大之后随深度迅速减小, 气候又逐渐增大并在300m深度处有极大值(图7d)。 $\Gamma_K^{0 \rightarrow 1}$ 在台湾以东呈现很强的负值, 并随深度减小(图7a); 在日本以南海域显示很强的正值, 也随深度逐渐减小(图7d)。

6.4 浮力转换

浮力转换项(b^w)表示 w 子空间上动能和有效位能之间的转换, b^w 为正表示 w 子空间的位能向动能转换。 b^0 在黑潮流经海域呈现正负相间分布(图8a), 区域平均而言该项在四个子区域均表现为负值(图8), 表明上层海洋受风应力驱动, 通过Ekman抽吸作用将MKE转换为MAPE, 增强急流的斜压性。从 b^1 场的水平分布可以看出, 除了日本南部和台湾以东海域有显著的IKE转换为IAPE外, 其他海域的 b^1 量值很小(图8b)。不同于 b^0

和 b^1 , b^2 几乎在整个黑潮流域为正, 即EAPE向EKE转换, 表明EAPE是EKE的重要能量来源(图8c)。比较特殊的是, 在台湾东北海域, b^2 有明显的负中心, 从其垂直结构可见这些负的 b^2 仅出现在100m以下次表层(图7a), 这表明在这个区域EAPE从EKE获取能量。根据前面的分析可见, 正压失稳(MKE→EKE)和斜压失稳路径(MAPE→EAPE→EKE)均不是台湾以东海域次表层的EKE能量来源, 来自年际尺度的正向动能级串是该地区EKE重要的内在能量来源。

7 结论

本文利用一套新的泛函工具——多尺度子空间变换(MWT; Liang和Anderson, 2007), 以及基于MWT的局地多尺度能量分析和正则传输理论(Liang, 2016), 分析了黑潮流域平均流、年际低频变化和中尺度涡三者之间相互作用的气候态特征。本文首先考察了三个尺度子空间动能和有效位能的空间结构特征, 我们发现

年际尺度的动能(IKE)和有效位能(IAPE)是黑潮总能量中不可忽略的部分, IKE和IAPE在日本南部和台湾以东区域有较强的分布. 传统能量学研究中采用时间平均和扰动的分解方法人为地将这两部分能量算作涡动能(EKE)和涡位能(EAPE), 其得到的结果无法信实地表征该区域的多尺度相互作用. 通过将黑潮划分为

四个子区域, 即台湾以东黑潮、东海黑潮南段、东海黑潮北段和日本南部黑潮, 本文重点探讨了这些区域多尺度相互作用的空间分布和区域性特征. 下面我们利用这4个子区域的Lorenz能量框图对本文做一个总结(图9):

(1) 台湾以东黑潮(图9a): 该区域有显著的逆尺度

图 8 1993~2016年上层海洋浮力转换垂向平均的气候态空间分布

(a) b^0 ; (b) b^1 ; (c) b^2 . 上层海洋为0~200m, 单位: 10^{-4}W m^{-2}

图 9 黑潮流域不同区域Lorenz能量框图

各个箭头对应的能量项参见图2, 其中箭头上的数字表示1993~2016年上层海洋(0~200m)体积平均值, 箭头的粗细刻画了能量传输的大小(单位: 10^{-6}W m^{-3})

能量传输, 如平均流从年际低频尺度吸收动能(IKE→MKE)和有效位能(IAPE→MAPE). 此外平均流还从涡旋尺度得到动能(EKE→MKE), 说明该海域的黑潮正压稳定. 另外, 尽管该区域的黑潮发生斜压不稳定(MAPE→EAPE), 但EAPE没有进一步转换为EKE(EKE→EAPE), 说明斜压能量路径也不是该区域EKE的能量来源. 我们发现来自年际尺度的正向动能正则传输是该地区EKE的一个能量来源(IKE→EKE).

(2) 东海黑潮南段(图9b): 该区域年际尺度与其他两个尺度之间相互作用较弱. 尽管该区域的黑潮发生很强的正压、斜压不稳定, 但局地EKE却很弱, 说明通过正压(MKE→EKE)和斜压能量路径(MAPE→EAPE→EKE)得到的EKE很可能受黑潮平流影响输送到了下游地区(东海黑潮北段).

(3) 东海黑潮北段(图9c): 类似于东海黑潮南段, 该海域年际尺度与其他两个尺度的相互作用也很弱. 该区域存在很强的逆尺度动能正则传输(EKE→MKE), 说明这个海区的黑潮正压稳定. 斜压能量路径是该海域EKE的其中一个能量来源(MAPE→EAPE→EKE), 另一个EKE来源很可能来自南段黑潮的平流输送.

(4) 日本南部黑潮(图9d): 该区域是整个黑潮流域平均流、年际变化、涡旋相互作用最强烈的区域. 该区域的黑潮不仅发生很强的正压、斜压失稳, 将能量从平均流输送给涡旋, 来自年际尺度的正向动能和位能传输也是该海域涡旋能量的重要来源. 同时我们发现平均流向年际尺度输送了很大的动能和位能, 说明该海域年际变化的能量主要来自黑潮的不稳定, 且主要是通过正压不稳定, 而非来自高频涡旋的逆尺度反馈.

本文对黑潮流域多尺度相互作用的气候态能量学做了初步诊断和描述. 由于本文所研究的多尺度相互作用过程仅仅是整个能量循环中的一部分, 图9中一些能量分量表现出很强的能量源或汇, 这些源、汇必须通过能量方程中的其他过程(如非局地平流输送、压力做功以及大气风应力、浮力通量强迫和内部耗散过程)来平衡, 关于这部分的探讨已超出了本文的研究范围, 我们将在今后的研究中回答这些问题. 此外, 关于该海区不同尺度之间相互作用的季节演变、年际变化及其相关的动力学响应, 如其对涡动能季节、年际变化的贡献, 也是今后值得研究的科学问题.

致谢 感谢两位审稿专家提出的修改建议.

参考文献

- 贾英来, 刘秦玉, 刘伟, 林霄沛. 2004. 台湾以东黑潮流量的年际变化特征. *海洋与湖沼*, 35: 507–512
- 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. *海洋学报*, 36: 1–11
- 吴立新, 刘秦玉, 胡敦欣, 李敦欣, 左军成, 俞永强, 孙澈, 王启. 2007. 北太平洋副热带环流变异及其对我国近海动力环境的影响. *地球科学进展*, 22: 1224–1230
- 许灵静, 齐继峰, 尹宝树, 杨德周, 陈海英. 2017. 台湾以东黑潮的低频变化及机制研究. *海洋学报*, 39: 15–25
- 袁东亮, 郝佳佳, 李健乐, 何蕾. 2018. 不同温室气体排放背景下东海冬季跨陆架碳运输通量. *中国科学: 地球科学* 48: 683–691
- 袁耀初, 管秉贤. 2007. 中国近海及其附近海域若干涡旋研究综述 II. 东海和琉球群岛以东海域. *海洋学报*, 29: 1–17
- Andres M, Park J H, Wimbush M, Zhu X H, Nakamura H, Kim K, Chang K I. 2009. Manifestation of the Pacific decadal oscillation in the Kuroshio. *Geophys Res Lett*, 36: L16602
- Chang Y L, Miyazawa Y, Guo X. 2015. Effects of the STCC eddies on the Kuroshio based on the 20-year JCOPE2 reanalysis results. *Prog Oceanogr*, 135: 64–76
- Chang Y L, Oey L Y. 2011. Interannual and seasonal variations of Kuroshio transport east of Taiwan inferred from 29 years of tide-gauge data. *Geophys Res Lett*, 38: L08603
- 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 Phys Oceanogr*, 44: 2336–2352
- Cheng Y H, Ho C R, Zheng Q, Kuo N J. 2014. Statistical characteristics of mesoscale eddies in the North Pacific derived from satellite altimetry. *Remote Sens*, 6: 5164–5183
- Cheng Y H, Ho C R, Zheng Q, Qiu B, Hu J, Kuo N J. 2017. Statistical features of eddies approaching the Kuroshio east of Taiwan Island and Luzon Island. *J Oceanogr*, 73: 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 Oceanogr*, 56: 43–57
- Guo J, Zhang Z, Xia C, Guo B, Yuan Y. 2018. Topographic-baroclinic instability and formation of Kuroshio current loop. *Dyn Atmos Oceans*, 81: 15–29
- Harrison D E, Robinson A R. 1978. Energy analysis of open regions of turbulent flows—Mean eddy energetics of a numerical ocean circulation experiment. *Dyn Atmos Oceans*, 2: 185–211
- Holliday D, McIntyre M E. 1981. On potential energy density in an

- incompressible, stratified fluid. *J Fluid Mech*, 107: 221–225
- Holopainen E. 1978. A Diagnostic study of the kinetic energy balance of the long-term mean flow and the associated transient fluctuations in the atmosphere. *Geophysica*, 15: 125–145
- Hsin Y C, Qiu B, Chiang T L, Wu C R. 2013. Seasonal to interannual variations in the intensity and central position of the surface Kuroshio east of Taiwan. *J Geophys Res-Oceans*, 118: 4305–4316
- Huang R X. 2005. Available potential energy in the world's oceans. *J Mar Res*, 63: 141–158
- Hwang C, Kao R. 2002. TOPEX/POSEIDON-derived space-time variations of the Kuroshio Current: Applications of a gravimetric geoid and wavelet analysis. *Geophys J Int*, 151: 835–847
- Jan S, Mensah V, Andres M, Chang M H, Yang Y J. 2017. Eddy-Kuroshio interactions: Local and remote effects. *J Geophys Res-Oceans*, 122: 9744–9764
- Jia Y, Liu Q, Liu W. 2005. Primary study of the mechanism of eddy shedding from the Kuroshio Bend in Luzon Strait. *J Oceanogr*, 61: 1017–1027
- Kang D, Curchitser E N. 2015. Energetics of eddy-mean flow interactions in the Gulf Stream region. *J Phys Oceanogr*, 45: 1103–1120
- Kawabe M. 1995. Variations of current path, velocity, and volume transport of the Kuroshio in relation with the large meander. *J Phys Oceanogr*, 25: 3103–3117
- Kurogi M, Akitomo K. 2003. Stable paths of the Kuroshio south of Japan determined by the wind stress field. *J Geophys Res*, 108: 3332
- Lee I H, Ko D S, Wang Y H, Centurioni L, Wang D P. 2013. The mesoscale eddies and Kuroshio transport in the western North Pacific east of Taiwan from 8-year (2003–2010) model reanalysis. *Ocean Dyn*, 63: 1027–1040
- Liang X S. 2016. Canonical transfer and multiscale energetics for primitive and quasigeostrophic atmospheres. *J Atmos Sci*, 73: 4439–4468
- Liang X S, Anderson D G M. 2007. Multiscale window transform. *Multiscale Model Simul*, 6: 437–467
- Liang X S, Robinson A R. 2005. Localized multiscale energy and vorticity analysis: I. Fundamentals. *Dyn Atmos Oceans*, 38: 195–230
- Liang X S, Robinson A R. 2007. Localized multi-scale energy and vorticity analysis: II. Finite-amplitude instability theory and validation. *Dyn Atmos Oceans*, 44: 51–76
- Liu Z, Gan J. 2012. Variability of the Kuroshio in the East China Sea derived from satellite altimetry data. *Deep-Sea Res Part I-Oceanogr Res Pap*, 59: 25–36
- Lorenz E N. 1955. Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, 7: 157–167
- Ma L, Wang Q. 2014. Interannual variations in energy conversion and interaction between the mesoscale eddy field and mean flow in the Kuroshio south of Japan. *Chin J Ocean Limnol*, 32: 210–222
- Ma J, Liang X S. 2017. Multiscale dynamical processes underlying the wintertime Atlantic blockings. *J Atmos Sci*, 74: 3815–3831
- Menemenlis D, Fukumori I, Lee T. 2005. Using Green's functions to calibrate an ocean general circulation model. *Mon Weather Rev*, 133: 1224–1240
- Miyazawa Y, Guo X, Yamagata T. 2004. Roles of mesoscale eddies in the Kuroshio paths. *J Phys Oceanogr*, 34: 2203–2222
- Na H, Wimbush M, Park J H, Nakamura H, Nishina A. 2014. Observations of flow variability through the Kerama gap between the East China Sea and the Northwestern Pacific. *J Geophys Res-Oceans*, 119: 689–703
- Oort A H, Ascher S C, Levitus S, Peixoto J P. 1989. New estimates of the available potential energy in the world ocean. *J Geophys Res*, 94: 3187–3200
- Pedlosky J. 1987. *Geophysical Fluid Dynamics*. 2nd ed. New York: Springer-Verlag. 710
- Plumb R A. 1983. A new look at the energy cycle. *J Atmos Sci*, 40: 1669–1688
- Qiu B, Miao W. 2000. Kuroshio path variations south of Japan: Bimodality as a self-sustained internal oscillation. *J Phys Oceanogr*, 30: 2124–2137
- Roulet G, Capet X, Maze G. 2014. Global interior eddy available potential energy diagnosed from Argo floats. *Geophys Res Lett*, 41: 1651–1656
- Shen M L, Tseng Y H, Jan S, Young C C, Chiou M D. 2014. Long-term variability of the Kuroshio transport east of Taiwan and the climate it conveys. *Prog Oceanogr*, 121: 60–73
- Soeyanto E, Guo X, Ono J, Miyazawa Y. 2014. Interannual variations of Kuroshio transport in the East China Sea and its relation to the Pacific Decadal Oscillation and mesoscale eddies. *J Geophys Res-Oceans*, 119: 3595–3616
- Strang G, Nguyen T. 1996. *Wavelets and Filter Banks*. 2nd ed. Wellesley: Wellesley-Cambridge Press. 520
- Storch J S, Eden C, Fast I, Haak H, Hernández-Deckers D, Maier-Reimer E, Marotzke J, Stammer D. 2012. An estimate of the Lorenz energy cycle for the world ocean based on the STORM/NCEP simulation. *J Phys Oceanogr*, 42: 2185–2205
- Tailleux R. 2013. Available potential energy and exergy in stratified fluids. *Annu Rev Fluid Mech*, 45: 35–58
- Tseng Y H, Shen M L, Jan S, Dietrich D E, Chiang C P. 2012. Validation of the Kuroshio current system in the dual-domain Pacific Ocean Model framework. *Prog Oceanogr*, 105: 102–124
- Usui T, McSweeney Jr H Y, Clark III B C. 2008. Petrogenesis of high-

- phosphorous Wishstone Class rocks in Gusev Crater, Mars. *J Geophys Res*, 113: C08047
- Usui N, Tsujino H, Nakano H, Matsumoto S. 2013. Long-term variability of the Kuroshio path south of Japan. *J Oceanogr*, 69: 647–670
- Wang J, Oey L Y. 2014. Inter-annual and decadal fluctuations of the Kuroshio in East China Sea and connection with surface fluxes of momentum and heat. *Geophys Res Lett*, 41: 8538–8546
- Waseda T, Mitsudera H, Taguchi B, Yoshikawa Y. 2002. On the eddy-Kuroshio interaction: Evolution of the mesoscale eddy. *J Geophys Res*, 107: 3
- Wu C R. 2013. Interannual modulation of the Pacific Decadal Oscillation (PDO) on the low-latitude western North Pacific. *Prog Oceanogr*, 110: 49–58
- Wunsch C, Heimbach P, Ponte R, Fukumori I. 2009. The global general circulation of the ocean estimated by the ECCO-consortium. *Oceanography*, 22: 88–103
- Xu F, Liang X S. 2017. On the generation and maintenance of the 2012/13 sudden stratospheric warming. *J Atmos Sci*, 74: 3209–3228
- Yan X, Zhu X H, Pang C, Zhang L. 2016. Effects of mesoscale eddies on the volume transport and branch pattern of the Kuroshio east of Taiwan. *J Geophys Res-Oceans*, 121: 7683–7700
- Yang G, Wang F, Li Y, Lin P. 2013. Mesoscale eddies in the northwestern subtropical Pacific Ocean: Statistical characteristics and three-dimensional structures. *J Geophys Res-Oceans*, 118: 1906–1925
- Yang Y, San Liang X. 2016. The instabilities and multiscale energetics underlying the mean-interannual-eddy interactions in the Kuroshio extension region. *J Phys Oceanogr*, 46: 1477–1494
- Yang Y, San Liang X, Qiu B, Chen S. 2017. On the decadal variability of the eddy kinetic energy in the Kuroshio extension. *J Phys Oceanogr*, 47: 1169–1187
- Yang Y, Liang X S. 2018. On the seasonal eddy variability in the Kuroshio extension. *J Phys Oceanogr*, 48: 1675–1689
- Yin Y, Lin X, He R, Hou Y. 2017. Impact of mesoscale eddies on Kuroshio intrusion variability northeast of Taiwan. *J Geophys Res-Oceans*, 122: 3021–3040
- Zemskova V E, White B L, Scotti A. 2015. Available potential energy and the general circulation: Partitioning wind, buoyancy forcing, and diapycnal mixing. *J Phys Oceanogr*, 45: 1510–1531
- Zhang D, Lee T N, Johns W E, Liu C T, Zantopp R. 2001. The Kuroshio east of Taiwan: Modes of variability and relationship to interior ocean mesoscale eddies. *J Phys Oceanogr*, 31: 1054–1074
- Zhang Q, Hou Y, Yan T. 2012. Inter-annual and inter-decadal variability of Kuroshio heat transport in the East China Sea. *Int J Climatol*, 32: 481–488
- Zhao Y B, Liang X S. 2018. On the inverse relationship between the boreal wintertime Pacific jet strength and storm-track intensity. *J Clim*, 31: 9545–9564
- Zheng Q, Tai C K, Hu J, Lin H, Zhang R H, Su F C, Yang X. 2011. Satellite altimeter observations of nonlinear Rossby eddy-Kuroshio interaction at the Luzon Strait. *J Oceanogr*, 67: 365–376

(责任编辑: 吴立新)