

北太平洋副热带逆流区涡旋动能谱的季节性变化及其机制*

李宏杰^{1,2} 徐永生¹

(1. 中国科学院海洋研究所 青岛 266071; 2. 中国科学院大学 北京 100049)

摘要 本文利用了 23 年的卫星高度计数据和 WOA13 气候态月平均温盐资料, 考察了北太平洋副热带逆流(STCC)区涡旋动能谱及其涡旋尺度季节变化的动力过程。为了揭示其动力机制, 本文采用了斜压 2.5 层模式并结合动能串级的理论进行分析。结果表明, 在 STCC 区由于海洋层结及地转流的垂向剪切发生了季节性变化, 从而产生的斜压不稳定是导致涡旋动能谱季节变化的原因。涡旋动能最大的时间发生在 5—6 月份, 滞后于斜压最不稳定发生的时间(3 月份)约 2—3 个月左右, 这是由于斜压不稳定产生的扰动需要一定时间才能发展成振幅足够大的涡旋。斜压不稳定提供的能量使得涡旋相互作用加强, 产生了动能逆向串级, 动能谱向更大尺度转移。涡旋能量尺度在 3 月份仅为 280km, 而在 9 月份达到最高值 335km 左右。另一方面, 我们发现 STCC 区动能谱斜率及动能谱通量也有季节变化, 在涡旋动能最大的 5—6 月份, 当尺度小于罗斯贝变形尺度时, 谱斜率达到 $1k^{-3}$, 而动能谱通量达到最大值。对 STCC 区涡旋动能谱及涡旋尺度季节变化的研究, 对深入认识中尺度涡旋的产生及其演变机制有着重要的意义。

关键词 动能谱; 能量尺度; 斜压不稳定; 逆向串级

中图分类号 P731.21 doi: 10.11693/hyhz20161200290

高质量的卫星高度计数据可以观测全球海洋环流变化, 而且提供了可以探索其动力学机制的一个工具。海流变化由中尺度涡决定, 其时间尺度为 50—200 天, 空间尺度为 100—500km。多年来, 许多学者充分利用了卫星高度计的观测数据对海洋中的中尺度涡进行了大量研究。例如, 卫星高度计的观测表明, 在北赤道副热带逆流(STCC)区, 其范围大致在 18° — 27° N, 黑潮以东至夏威夷岛以西的区域(Yoshida *et al.*, 1967; 管秉贤, 1987; 李凤荣等, 2004), 存在大量中尺度涡旋, 呈纬向舌状分布(见图 1)。这些涡旋在向西移动的过程中强度不断增大, 并对黑潮的流量产生重要影响(Kobashi *et al.*, 2002; Yoshida *et al.*, 2011)。Aoki 等(1996)

和 Qiu(1999)等认为 STCC 区具有很强的平均涡动能(EKE), 且随季节变化, 在夏季最大, 冬季最小。刘秦玉等(2000)等利用 T/P 卫星测高资料和海洋气候模式(POCM)对 STCC 区的海面高和流场的波动现象进行了研究, 发现其波动周期约为 90 天, 波长在 450—850km 之间。胡瑞金等(2002)采用小波分析的方法也在该区域发现了一个强的振荡区, 其振荡周期为 58—139 天。Stammer(1998)和 Qiu(1999)的研究都认为, STCC 海区具有较强涡动能是斜压不稳定的结果。Noh 等(2007)以及 Qiu 等(2010)进一步指出在春季, STCC 与西向的北赤道流(NEC)之间的速度垂向剪切较强, 形成较强的斜压不稳定, 而在秋季, STCC 与 NEC 之

* 国家重点研发计划项目, 2016YFC1401004 号, 2016YFC1401008 号; 国家自然科学基金面上项目, 41676168 号, 41376028 号; 国家重点研发计划(973)项目, 2013CB956202 号; 国家自然科学基金创新研究群体项目, 41421005 号; 国家自然科学基金委-山东省联合项目, U1406401 号; 遥感科学国家重点实验室开放项目, OFSLRESS201504 号; 青岛市创新领军人才项目, 13-CX-26 号; 山东省自然科学基金项目, ZR2014DQ027 号。李宏杰, 博士研究生, Email: lihongjie@qdio.ac.cn

通讯作者: 徐永生, 博士生导师, 研究员, Email: yongsheng.xu@qdio.ac.cn

收稿日期: 2016-12-30, 收修改稿日期: 2017-03-14

间的速度垂向剪切较弱,使得季节斜压不稳定也变弱。Chang(2014)等利用数值模式验证了斜压不稳定对 STCC 区涡旋动能季节变化所起的决定作用。然而,在中尺度涡旋演变中,涡旋互相作用所扮演的角色,特别是涡旋互相作用对海洋各种运动形式中的长度尺度有何影响尚不很清楚。评估非线性涡旋作用的有效诊断工具是由 Frisch (1995)提出的能量谱分析法。许多海洋学家利用了高度计数据来研究能量谱的空间尺度,发现在大于罗斯贝变形尺度上存在着动能的逆向串级(Scott *et al*, 2005; Tulloch *et al*, 2011; Arbic *et al*, 2013),其原因很可能是受到斜压不稳定的强迫,并由于正压化而停止逆向串级。

本文根据 Qiu 等(2010), Kobashi 等(2012)等人研究成果将 STCC 区范围限定为 18°—27°N, 130°—

170°E。我们利用长达 23 年的高度计测高资料和世界大洋地图集 2013(WOA 13)气候态的月平均温盐数据集,通过诊断动能谱及其涡旋尺度的季节变化,探索斜压不稳定对涡旋动能季节变化的影响,以及动能串级对涡旋尺度变化的关系,以期弄清 STCC 区涡旋产生、非线性演进的流体力学机制,在研究涡旋尺度的季节变化和各向异性这些具有挑战性的问题上取得一点进展。选择 STCC 区有两个原因:(1)其他的高能区,像湾流、黑潮及其延伸区、东澳大利亚流、南极绕极流,由于强流的正压性及邻近海流和海底地形的影响使得涡旋的相互作用过程可能很复杂。(2)STCC 区相较于北太平洋的其它区域,涡旋动能有更显著的季节变化,如图 2 所示。这对区分涡旋的生成,相互作用及衰退过程很有意义。

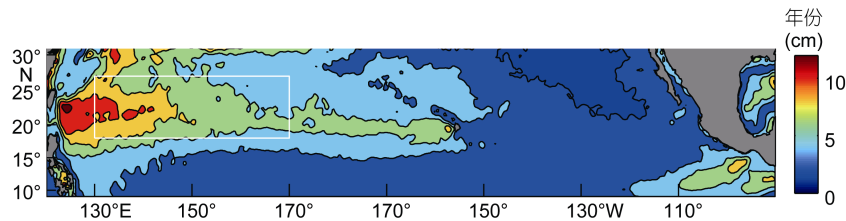


图 1 北太平洋副热带地区的海表面高度异常的均方根(根据 1993 年 1 月到 2015 年 12 月期间经过 180 天高通滤波的 MSLA 数据)

Fig.1 Root-mean-square sea surface height anomaly in the North Pacific Subtropical Zone based on 180-day of high-pass filtered altimeter data from January 1993 to December 2015
注: 白色的矩形为 STCC 区

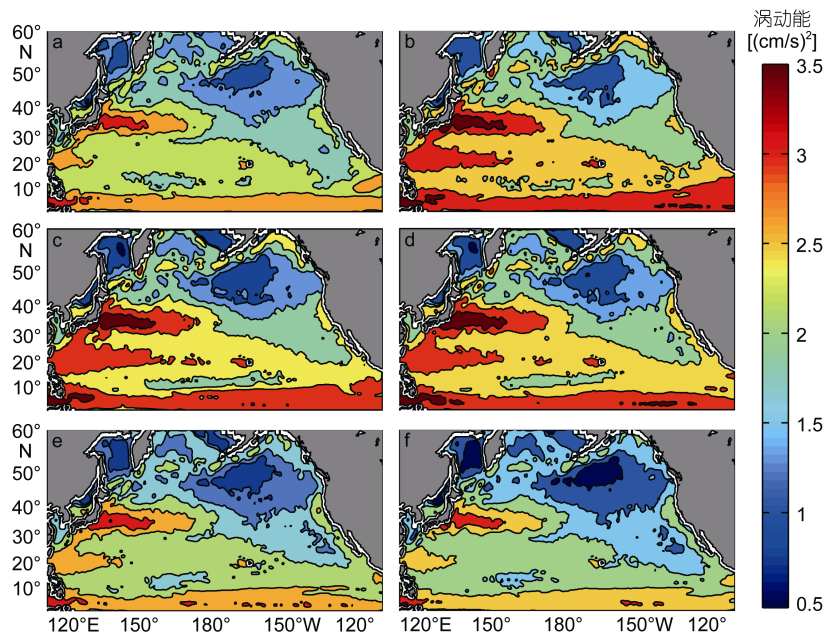


图 2 北太平洋地区涡旋动能的双月分布(根据 1993 年 1 月到 2015 年 12 月高度计 MSLA 数据,动能场取 \log_{10})

Fig.2 Bimonthly mean EKE distribution in the North Pacific based on satellite altimeter MSLA data from January 1993 to December 2015, the kinetic energy field was plotted in \log_{10}

注: a, b, c, d, e, f 分别代表 1—2 月, 3—4 月, 5—6 月, 7—8 月, 9—10 月, 11—12 月平均的涡旋动能

1 数据资料

1.1 高度计数据

AVISO(2015)卫星高度计数据,由法国国家空间研究中心(CNES)提供。AVISO有多种资料产品,我们使用的是由多颗卫星融合的网格化的海平面高度异常(MSLA)数据及绝对动力地形(MADT)数据。数据长度是从1993.1到2015.12,时间间隔为一天,水平分辨率为 $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ 。所选数据范围设定为: $0^\circ-60^\circ\text{N}$, $120^\circ-80^\circ\text{W}$,覆盖了STCC区。

1.2 WOA 温盐数据

WOA13提供了气候态月平均的温度数据和盐度数据,其水平分辨率为 $1^\circ \times 1^\circ$,垂直方向上有57个等深层。文本根据Chu等(1998)发展起来的P-Vector方法,直接从温盐数据计算出STCC区从海面到海洋内部各层深度上的绝对地转流。

2 涡旋动能相关量的计算方法

2.1 涡旋动能

利用MSLA数据,我们根据地转关系直接计算涡旋动能,公式为

$$\text{EKE} = \frac{g^2}{2f^2} \left[\left(\frac{\partial h'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial h'}{\partial y} \right)^2 \right]. \quad (1)$$

其中 g 是重力加速度, f 是科氏参数, h' 是海表高度异常数据。

2.2 动能谱密度

为了计算动能谱密度的分布,MSLA数据先进行如下的预处理。(1)将STCC区域按经度分成8个互相重叠的子区域,每个子区域的大小为 $10.5^\circ \times 10.5^\circ$ 。子区域的中心从 135°E 开始,间隔 5° 直到 170°E 。其次,每个子区域内,每天的MSLA数据减去一个用最小二乘法拟合的线性平面而去掉线性趋势。然后用汉宁窗平滑边界,以便进行傅里叶变换(DFT)。将处理好的MSLA数据,再利用地转关系求出地转速度 u, v ,并根据公式

$$E(k_x, k_y, t) = \frac{1}{2} (\hat{u}\hat{u}^* + \hat{v}\hat{v}^*) / \Delta k^2 \quad (2)$$

计算动能谱密度。 \hat{u} 表示 u 的傅里叶变换, \hat{u}^* 表示对 \hat{u} 取复共轭。 $\Delta k = 1/N\Delta x$, Δx 是网格宽度, N 是水平方向上网格点的数目。所有子区域的动能谱密度取空间平均,代表STCC区的动能谱密度。

2.3 动能谱的转移项及动能谱通量

根据Qiu等(2008),引入水平方向上的准地转动

量方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + F_r^x, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + F_r^y. \quad (4)$$

其中, F_r^x, F_r^y 是摩擦项。将式(3,4)分别与速度的共轭相乘并进行傅里叶变换,得到动能谱密度的演化方程:

$$\frac{\partial E(k_x, k_y, t)}{\partial t} = T(k_x, k_y, t) + P(k_x, k_y, t) - D(k_x, k_y, t), \quad (5)$$

其中

$$T(k_x, k_y, t) = -\text{Re}[\hat{u}^* u_j \frac{\partial \hat{u}}{\partial x_j} + \hat{v}^* u_j \frac{\partial \hat{v}}{\partial x_j}] / \Delta k^2 \quad (6)$$

是动能谱转移项,它表示由于涡旋的互相作用,动能谱在不同空间模式上的再分配(Qiu *et al.*, 2008),其中 Re 表示取实部。 $P(k_x, k_y, t)$ 表示可利用的势能向动能转移的速率, $D(k_x, k_y, t)$ 表示由于摩擦等作用能量耗散的速率。取长期的时间平均, $\overline{\partial E / \partial t}$ 项比其它项小一个数量级,于是可得能量的平衡方程(Qiu *et al.*, 2008)

$$-\overline{T}(k_x, k_y) \approx \overline{P}(k_x, k_y) - \overline{D}(k_x, k_y), \quad (7)$$

当 $\overline{T}(k_x, k_y) < 0$ 时,强迫项大于耗散项,意味着在空间模式 (k_x, k_y) 上有能量的输入。而当 $\overline{T}(k_x, k_y) > 0$ 时,强迫项小于耗散项,意味着在空间模式 (k_x, k_y) 上有能量的输出。为求动能谱通量,首先定义各向同性的波数 $K = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$,对动能谱转移项 $T(k_x, k_y, t)$ 在所有满足不等式 $k_x^2 + k_y^2 > K'^2$ 的空间模式 (k_x, k_y) 上积分,可得动能谱通量(Wang *et al.*, 2015):

$$\Pi(K', t) = \sum_{k_x^2 + k_y^2 > K'^2} T(k_x, k_y, t) \Delta k^2. \quad (8)$$

当 $\Pi(K', t) > 0$ 时,说明动能从大尺度(小波数)向小尺度(大波数)转移,称能量向前串级;当 $\Pi(K', t) < 0$ 时,说明动能从小尺度向大尺度转移,称能量逆向串级(Scott *et al.*, 2005)。根据(6)和(7)可得

$$\frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial K} = -\overline{T}(K) \approx \overline{P}(K) - \overline{D}(K). \quad (9)$$

由此可知,当 $\frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial K} > 0$ 时,说明在斜率大(小)于0的尺度上,有能量的净输入(出)。满足 $\frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial K} > 0$ 且

$\overline{\Pi}(K) = 0$ 的波数所对应的波长称为入射尺度(Scott *et al.*, 2005), 它意味着在这个尺度上, 有能量的汇入使得逆向串级发生。另外满足 $\frac{\partial \overline{\Pi}}{\partial K} = 0$ 且 $\overline{\Pi}(K)$ 有最小值的波数对应的尺度称为串级的驻足尺度, 它表示能量的净输入和净输出达到平衡的尺度(Scott *et al.*, 2005)。能谱转移项及动能谱通量的计算需要先对 MADT 数据进行预处理, 方法与处理 MSLA 数据类似。

2.4 斜压 2.5 层模式

为分析 STCC 区的斜压不稳定, 我们采用两层半的斜压模式(Qiu, 1999), 即把海洋分成两个活跃的上层和一个无限深的下层。在第一层, 我们假设平均层厚度为 H_1 , 平均水平流速为 U_1 , 代表向东的 STCC 流。在第二层, 平均层厚度为 H_2 , 平均水平流速为 U_2 , 对应于向西的北赤道流(NEC)。每一层的密度为 ρ_n ($n=1, 2, 3$)。在准地转假设下, 扰动位涡的控制方程为:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_n \frac{\partial}{\partial x} \right) q_n + Q_{ny} \frac{\partial \phi_n}{\partial x} = 0, \quad (10)$$

其中 ϕ_n 是扰动流函数, Q_n 是气候态平均位涡, 取 $n=1, 2$ 。在 U_n 是常数的假设下,

$$q_n = \nabla^2 \phi_n + \frac{(-1)^n}{\gamma_2 \delta_n \lambda^2} (\phi_1 - \phi_2 - \gamma_n \phi_2),$$

$$Q_{ny} = \beta - \frac{(-1)^n}{\gamma_2 \delta_n \lambda^2} (U_1 - U_2 - \gamma_n U_2),$$

这里 $\delta_n = \frac{H_n}{H_1}$, $\gamma_n = \frac{\rho_n - \rho_1}{\rho_3 - \rho_2}$, $\lambda^2 = gH_2$

$(\rho_3 - \rho_2)/(\rho_0 f^2)$ 。上式中 ∇^2 代表水平拉普拉斯算子, δ_2 代表层深比, 令 $\gamma = \gamma_2$, 表示上下两层海水的层结状况。 λ 代表内罗斯贝半径, β 是行星位涡梯度, f 是科氏参数, 这里取 22°N 的值。 ρ_0 是参考密度, 这里取 STCC 区从海表到海底的平均密度 1027kg/m^3 。假设式(9)有正交模解: $\phi_n = \text{Re}[A_n \exp i(k_x x + k_y y - k_x ct)]$, 代入式(9), 得到有非零解的必要条件是

$$c^2 - (U_1 + U_2 - \frac{P+Q}{R})c + (U_1 U_2 + \frac{Q_{1y} Q_{2y}}{R} - \frac{U_1 P}{R} - \frac{U_2 Q}{R}) = 0. \quad (11)$$

其中

$$P = (K^2 + \frac{1}{\gamma_2 \delta_1 \lambda^2}) Q_{2y}, \quad Q = (K^2 + \frac{1+\gamma}{\gamma_2 \lambda^2}) Q_{1y},$$

$$R = (K^2 + \frac{1+\gamma_2}{\gamma_2 \lambda^2}) (K^2 + \frac{1}{\gamma_2 \delta_1 \lambda^2}) - \frac{1}{\gamma_2^2 \delta_1 \lambda^4}.$$

设式(10)的复数解是 $c = c_r + ic_i$, 当 $c_i \neq 0$ 时, 式(9)有

不稳定的波解, 对应的斜压增长率为 kc_i 。

通过推导, 可得到不稳定波解或者斜压增长率存在的必要条件是:

$$U_1 - (1+\gamma)U_2 > \gamma \lambda^2 \beta. \quad (12)$$

可见, 较大的水平速度的垂向剪切 $U_1 - U_2$ 及较小的层结 γ , 有助于斜压不稳定的产生。

3 动能谱及其尺度的季节变化

根据式(1), 我们可得到 STCC 区 23 年内涡动能的时间序列, 如图 3a 所示。可以看出涡动能除了年际变化外, 还存在着季节变化。为更明显起见, 我们计算 23 年内气候态月平均的涡动能及其标准差。由图 3b 可知, 在 5—6 月份, 平均的涡动能达到最大值, 约为 $400\text{cm}^2/\text{s}^2$, 其标准差为 $65\text{cm}^2/\text{s}^2$ 。而在 12—1 月份, 平均的涡动能有最小值, 约为 $400\text{cm}^2/\text{s}^2$, 标准差为 $34\text{cm}^2/\text{s}^2$ 。由于 STCC 区的涡动能与东向的 STCC 流密切相关, 我们给出经向平均的气候态月平均涡动能沿不同经度的分布。由图 4 可以看出, 每月的涡动能大体上向东逐渐减小。这说明 STCC 向东流的过程中, 中尺度的涡动能不断耗散。

为了进一步弄清涡动能在不同空间尺度上的季节演变, 我们根据式(2)计算二维动能谱密度, 并取每两个月的平均值, 结果如图 5 所示。可以看出动能谱密度有着显著的季节变化, 且分布在一定范围的波数空间内。3—4 月份的动能谱密度开始增强, 且在较小波数 k_y 的方向上占的比重也增加了, 这意味着经向上的动能增加了。到了 5—6 月份, 动能谱密度达到最大。在 7—8 月份, 动能谱密度在较大波数 k_y 的方向上占据优势, 此时动能主要分布在纬向上。11 月以后, 动能谱密度明显减弱, 但仍然主要分布在纬向上。为了进一步看出水平尺度上动能谱密度的季节变化, 及其在中尺度涡附近的变化, 我们计算 STCC 区在不同季节内一维动能谱密度, 并根据 Chelton (1998) 的方法, 利用 WOA13 的温盐资料求罗斯贝变形半径。结果如图 6 所示, 其中图 6 中的竖直线对应的罗斯贝变形尺度为 379km 。可以看出, 在 STCC 区内, 动能谱密度随着尺度的减少(波数增加)而降低。从季节变化看, 在冬季 1—2 月动能谱密度最低, 且在小于罗斯贝变形尺度的范围内, 谱斜率大于 $1k^{-3}$; 在夏季 5—6 月动能谱密度最高, 谱斜率达到 $1k^{-3}$ 。另外, 为了考查涡旋尺度的季节变化, 我们采用下面的式(13)计算涡旋能量尺度, 它常用来表示中尺度涡的长度尺度:

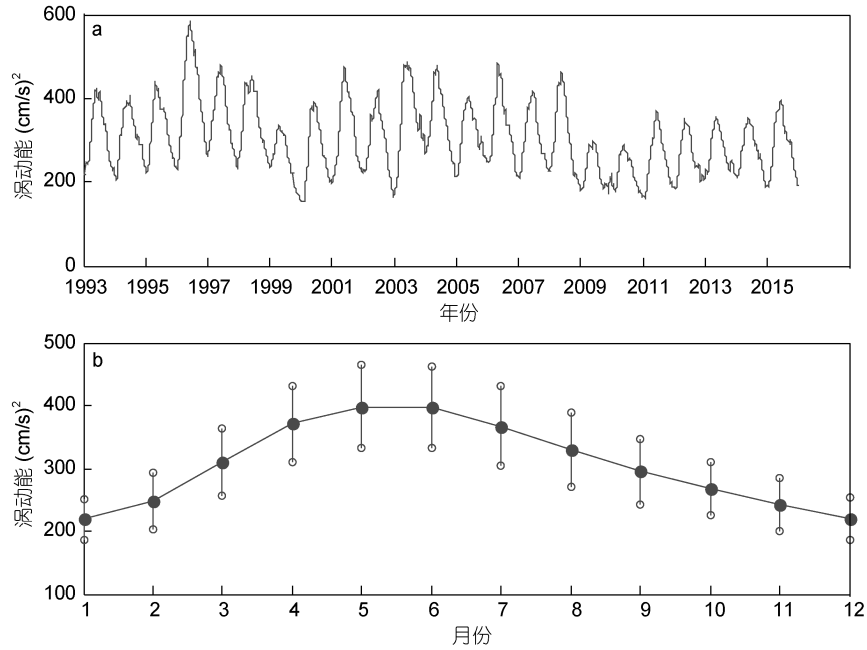


图 3 STCC 区平均涡动能的时间序列(a)及其逐月分布(b)

Fig.3 The average time series (a) of eddy kinetic energy and the monthly distribution (b) in the STCC region
注: 竖直线表示标准差

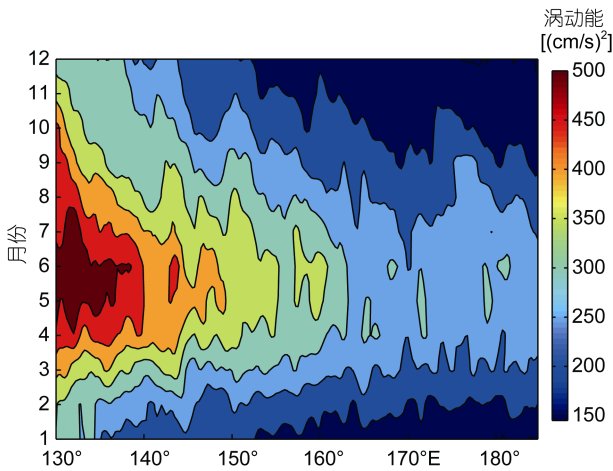


图 4 STCC 区涡旋动能(经向平均)的经向-时间分布
Fig.4 The meridional-time distribution of EKE averaged meridionally in the STCC regions

$$L_e(t) = \frac{2\pi \sum_{k_x, k_y} \bar{E}(k_x, k_y, t) \Delta k^2}{\sum_{k_x, k_y} K \bar{E}(k_x, k_y, t) \Delta k^2} \quad (13)$$

这里 $K = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 是各向同性的水平波数。

由图 7 蓝线可以看出, 涡旋能量尺度的季节变化较为明显。在春季 3 月份能量尺度最小, 约为 200km。在秋季 8—9 月份能量尺度最大, 约为 335km。通过与图 7 绿线所示的涡动能比较, 不难发现, 能量尺度

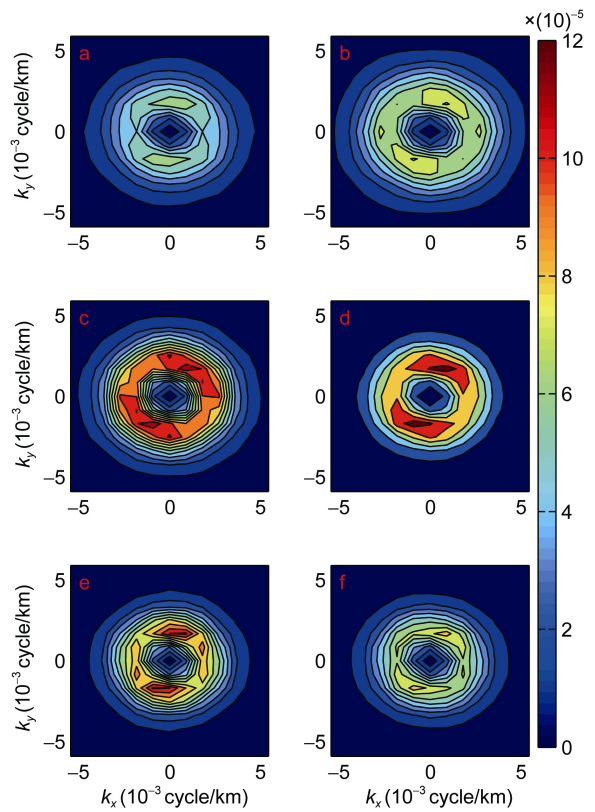


图 5 STCC 区二维动能谱密度的季节分布

Fig.5 Distribution of bimonthly EKE power spectral density as a function of k_x and k_y in the STCC regions
注: a, b, c, d, e, f 分别代表 1—2 月, 3—4 月, 5—6 月, 7—8 月, 9—10 月, 11—12 月平均的功率谱密度。单位为 $(m/s)^2/(cycle/km)^2$

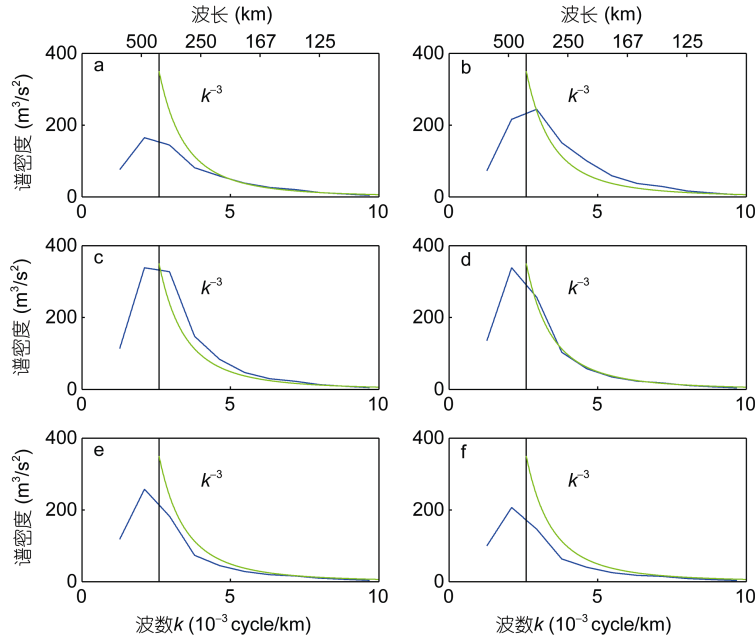


图 6 STCC 区一维动能谱密度的双月分布

Fig.6 Bimonthly EKE power spectral density distributions as a function of wavenumber k in the STCC region

注: 绿线的谱斜率为 k^{-3} 黑色的竖线为罗斯贝变形长度位置。a, b, c, d, e, f 分别代表 1—2 月, 3—4 月, 5—6 月, 7—8 月, 9—10 月, 11—12 月平均的功率谱密度

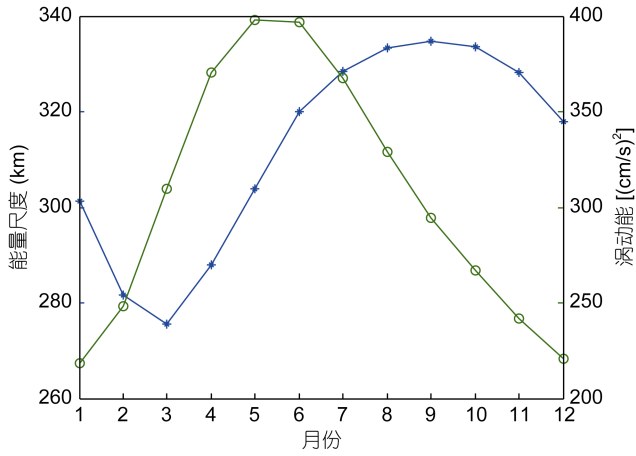


图 7 STCC 区涡旋的能量尺度(蓝线)及涡旋动能(绿线)的逐月分布

Fig.7 The energy-containing scale (blue line) and EKE (green line) averaged over the STCC-NEC region vs month

最大的月份比涡动能最大的月份滞后 2—3 个月。这表明涡动能达到最大后, 通过涡旋的相互作用, 涡旋的尺度仍继续增长。这与后面分析的动能逆向串联有密切关系。

4 斜压不稳定分析与讨论

4.1 STCC 区等温线和水平流速的季节变化

STCC 区涡动能的季节变化已被 Kobashi 等(2002)

确认, Qiu(1999)也指出 STCC 区涡动能的季节变化与斜压不稳定有关。我们通过 WOA13 气候态月平均的温盐数据, 结合两层半的斜压模式, 进一步探讨斜压不稳定与涡动能季节变化的联系。为此, 我们首先给出在 STCC 区不同季节内从海表面到 600m 水深处纬向平均的温度 T 分布情况。图 8 的等值线反映了 T 随纬向和深度的变化, 其间隔为 3°C 。明显可见, 在 400m 水深以下, 等温线普遍朝着赤道方向向上倾斜, 且等温线的弯曲程度比较稳定, 几乎不随季节而变化。与此相对照的是, 在海表面到大约 200m 水深的海洋上层, 等温线则朝着赤道方向向下倾斜。上层海洋等温线的季节变化是由于受到风和浮力作用强弱的影响。进入冬季 11 月份以后, 由于海表面冷却, 海洋上层均匀分布的等温线发生了改变。在春季, 上层海洋的等温线弯曲程度最大。而到了夏季, 海表面变暖, 表面浮力减弱, 陡峭的等温线变得平缓。在秋季 9—10 月份上层海洋等温线的倾斜度最低。上层等温线弯曲程度的变化反映了海水密度的变化, 决定着海水层结的强弱, 从而影响斜压不稳定。另一方面, 斜压不稳定又与水平流速的垂向剪切有关。为此, 我们利用 WOA13 月平均的温盐数据, 结合 P-Vector 法, 计算出 STCC 区域不同季节内从海表面到 600m 水深, 纬向平均的地转流 U 。图 8 颜色图给出了 U 随纬向和

深度的分布。由此可以看出,在海表到 150m 深的地方,地转流基本上满足 $U>0$,它代表了向东的北赤道副热带逆流。而在 150m 以下的海洋下层,地转流 $U<0$ 它则代表了西向的北赤道流(NEC)。另外可以看出在 STCC 区的上层,水平纬向速度 U 有着明显的季节变化。在春末夏初最大,冬季 1—2 月份最小。在下层的 NEC 区, U 的变化不是特别大。这意味着水平速度垂向剪切有着明显的季节变化。

4.2 STCC 区斜压不稳定尺度的季节变化

根据海洋动力学,水平速度的垂向剪切及层结不稳定的增加,都会产生斜压不稳定。Qiu(1999)指出斜压不稳定是 STCC 区涡动能季节变化的主要原因。为了进一步证实这个结论,我们利用两层半的斜压模式,计算斜压增长率的季节分布。根据纬向流的分布,我们将 STCC-NEC 区所在海域按如下方式分成三层:从海表到 150m 深的海水层作为第一层,150—500m 海水层作为第二层,500m 以下的海水为第三层。并利用 WOA13 气候态月平均的温盐数据,计算出在不同的等深层次上,STCC 区平均的位势密度 $\rho(z)$ 及水平速度 U 。主要参数总结在表 1 中。使用这些参数及其他的参数值,利用式(11),可计算出波数空间上的斜压增长率 kc_i 。图 9 给出了 STCC-NEC 区斜压增长率的双月分布,其中等值线的间隔为 0.003。由此看出在不同季节内,只有对特定范围的波长才会出现斜压不稳定。3—4 月份不稳定的波长范围最大,介于 160—290km,其中斜压最不稳定的波长(简称为斜压不稳定尺度)为 200km。而 9—10 月份不稳定的波长范围最小,介于 180—230km。通过与能量尺度对比,我们发现斜压不稳定的尺度比能量尺度小很多,这很可能是由于涡旋的互相作用产生了逆向串级,涡旋的尺度不断变大,使得能量尺度要大于斜压不稳定的尺度,后面部分将对此进行论证。

除了斜压不稳定的尺度随着季节变化,从图 9 我们还发现,斜压不稳定的增长率也有显著的季节变化。3—4 月份最大,其最大增长率对应的时间尺度为 $(kc_i)^{-1} \approx 51$ 天。作为比较,9—10 月份,斜压不稳定的增长率最低,其最大增长率对应的时间尺度为 130 天。这一结论与 Qiu(1999)的结果相比时间尺度稍小,很大程度上与我们选择的分层有关,在下面的 4.3 部分将进行阐述。需要指出的是最大斜压增长率出现

的月份比涡动能最大值出现的月份滞后约 2 个月,这与最大增长率对应的时间尺度(51 天)比较吻合,这表明斜压不稳定产生的扰动需要经过两个月左右的增长,演变为振幅足够大的涡旋,涡动能才能达到最大值。另一方面,由图 9 可以看出,在不稳定增长率对应的波数空间中,具有较大纬向波数 k_x 和较小经向波数 k_y 的点对应着更大的增长率。这说明斜压不稳定的尺度主要发生在经向尺度上,这与 3—4 月份由图 5 显示的涡动能在经向尺度上的增加是一致的。最后,为了说明斜压不稳定季节性变化的原因,我们给出了 STCC 区斜压最大增长率,以第一层和第二层平均的速度差 ΔU 作为水平速度 U 的垂向剪切以及层结 γ 的季节分布,如图 10 所示。可以看出,春季 3 月份水平速度的垂向剪切最大,层结最小,对应的斜压最大增长率最大,而 10 月份恰好相反。这就表明由于水平速度的垂向剪切和层结的季节性变化,导致了斜压不稳定的季节变化。

4.3 STCC—NEC 斜压不稳定对不同分层的敏感性讨论

前面我们利用两层半的斜压模式,将 STCC-NEC 区分成三层,进行了斜压不稳定分析。由式(11)及图 10 看出,斜压增长率与水平流速的垂向剪切 ΔU 成正相关,而与密度层结 γ 的大小成负相关。当分层方式不同时, γ 会发生明显的变化,从而对斜压不稳定产生影响。为此,我们将 STCC 区的上层保持不变,第二层的深度依次取为 300、350、400m,根据前面的方法,分别计算斜压最大增长率及斜压不稳定的尺度,结果如图 11a、b 所示。可以看出,不同的分层有相同的季节分布特征,斜压最大增长率都在 3 月份最大,10 月份最小。另一方面,随着第二层深度的增加,斜压最大增长率不断减小。斜压增长率的这种变化与层结的变化密切相关,如图 11c 所示。第二层深度的增加,导致层结增强,进而使得斜压增长率变小。另外,根据图 11b,可以看出,斜压不稳定尺度的季节变化与分层也有关系。第二层深度越大,斜压不稳定的尺度也越长。除了以上的分层方式,我们也探讨了其他的分层方式。例如将第一层的深度设定为 125m,第二层的深度分别取为 300、350、400m,所得结论也是相似的。为方便起见,本文后面的讨论,均以 4.2 部分提出的分层方式为依据。

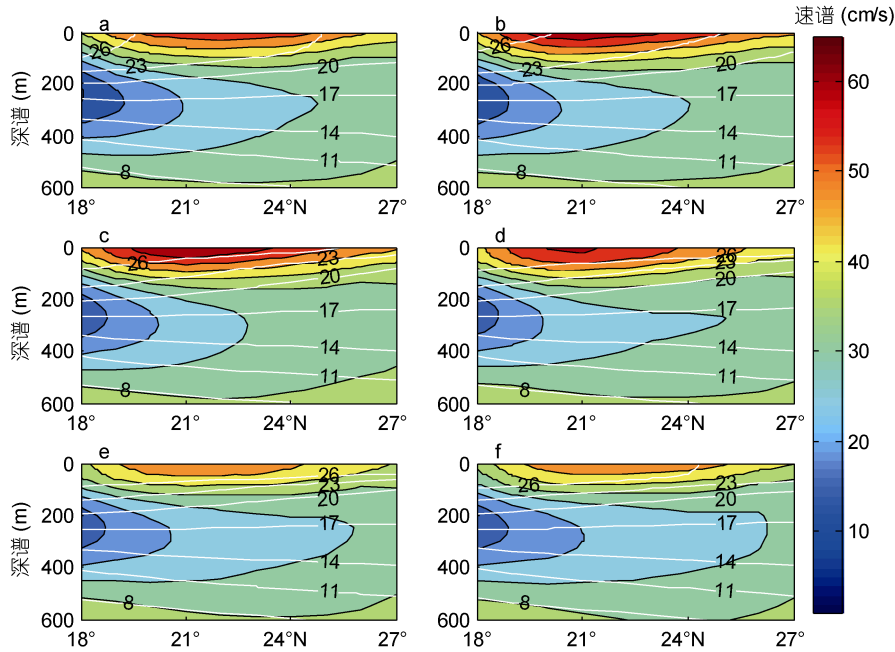


图 8 STCC-NEC 区在不同月份等温线的深度-纬度断面(等值线)及纬向速度 $U(y, z)$ 深度纬度断面(填色)
 Fig.8 Depth-latitude section of the thermal (contours) and the zonal velocity $U(y, z)$ zonally averaged in the STCC-NEC
 注: a, b, c, d, e, f 分别代表 1—2 月, 3—4 月, 5—6 月, 7—8 月, 9—10 月, 11—12 月的双月平均值

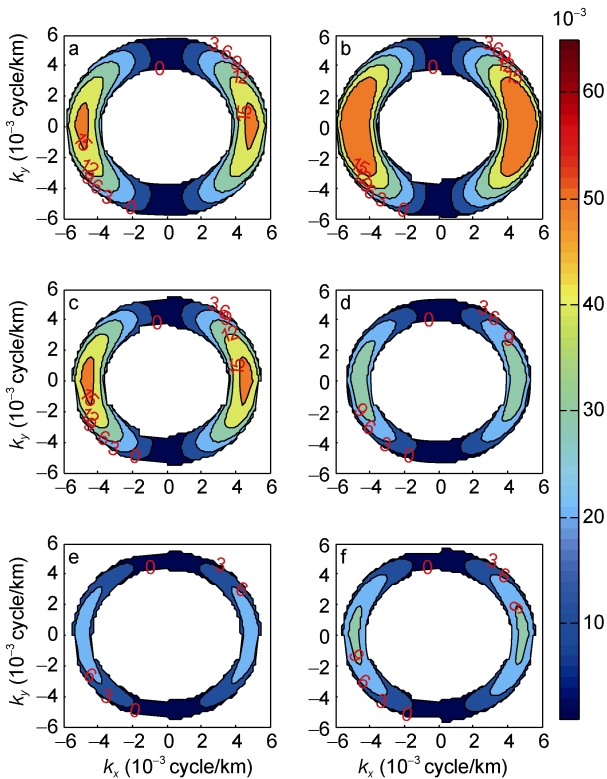


图 9 STCC-NEC 区在二维波数空间的斜压增长率的双月分布(单位: /天)
 Fig.9 Bimonthly baroclinic growth rate as a function of k_x and k_y in the STCC-NEC regions (unit: /day)
 注: a, b, c, d, e, f 分别代表 1—2 月, 3—4 月, 5—6 月, 7—8 月, 9—10 月, 11—12 月平均的斜压增长率

5 能量串级分析与讨论

前面指出涡旋的能量尺度比斜压不稳定尺度大, 可能是由于动能逆向串级造成的, 而动能逆向串级的原因与斜压不稳定也密切相关。为证实这点, 我们首先根据式(5)计算动能谱的转移项 $\bar{T}(k_x, k_y, t)$ 。图 12 给出了 $\bar{T}(k_x, k_y, t)$ 的季节分布, 每幅图的虚线表示在 STCC 区根据 4.2 部分计算的斜压不稳定波数范围。从中可以看出, 在不稳定的窗口内, 动能谱转移项大部分是负的。由式(6)可以得出在中尺度范围内, 强迫项大于耗散项。这表明斜压不稳定将部分势能转化为涡动能, 为中尺度涡旋的产生提供了能源。另一方面, 在水平波长大于 300km 的区域内, 动能谱转移项大部分是正的。这表明大部分的动能向大尺度转移。特别指出, 5—6 月份, 动能谱转移项以纬向尺度为主, 这意味着涡旋互相作用产生的逆向串级使得动能从经向尺度向纬向尺度转移。

为了从水平尺度上看出动能串级的季节变化, 我们根据式(7), 计算每两个月平均的动能谱通量 $\Pi(K, t)$, 如图 13 所示。可以看出在每个季节内都普遍存在动能逆向串级。动能谱通量在 1—2 月份最小, 3—4 月份增强, 在 5—6 月份达到最大, 之后又逐渐减小。另一方面, 从尺度变化看, 斜压不稳定尺度(图 12 中红线表示)与谱通量的入射尺度(图 13 中黑线所

表 1 STCC-NEC 区 2.5 层模式的主要参数值
Tab.1 The main parameter values of 2.5 layer model in the STCC-NEC region

月份	第一层速度(m/s)	第二层速度(m/s)	第一层位势密度(kg/m ³)	第二层位势密度(kg/m ³)	第三层位势密度(kg/m ³)	层结 γ
1—2月	0.008	-0.033	23.7 σ_θ	25.6 σ_θ	27.2 σ_θ	1.26
3—4月	0.016	-0.032	23.8 σ_θ	25.6 σ_θ	27.2 σ_θ	1.16
5—6月	0.017	-0.030	23.5 σ_θ	25.6 σ_θ	27.2 σ_θ	1.38
7—8月	0.009	-0.031	23.1 σ_θ	25.6 σ_θ	27.2 σ_θ	1.62
9—10月	-0.001	-0.032	23.0 σ_θ	25.6 σ_θ	27.3 σ_θ	1.74
11—12月	0.001	-0.033	23.2 σ_θ	25.7 σ_θ	27.3 σ_θ	1.66

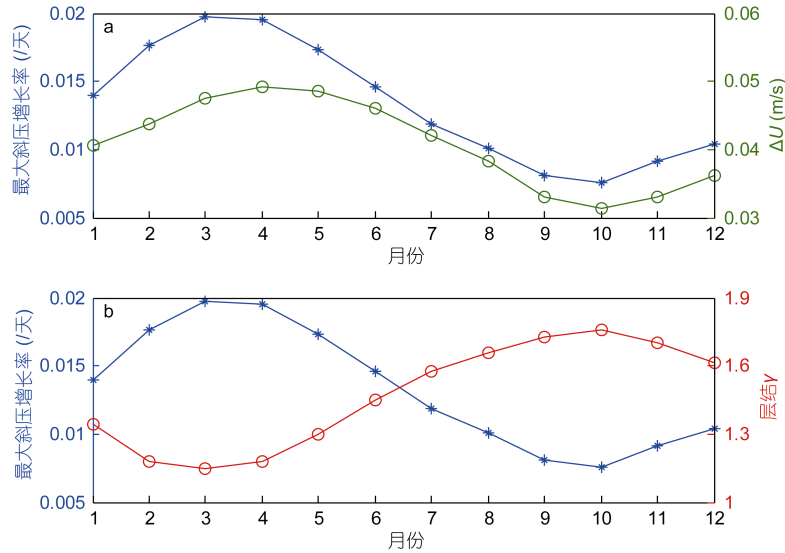


图 10 STCC 区最大斜压增长率(蓝)和水平速度垂向剪切(绿)及层结(红)的逐月分布

Fig.10 The maximum baroclinic growth rate (blue), zonal velocity shear (green), and the stratification (red) averaged over the STCC region vs month

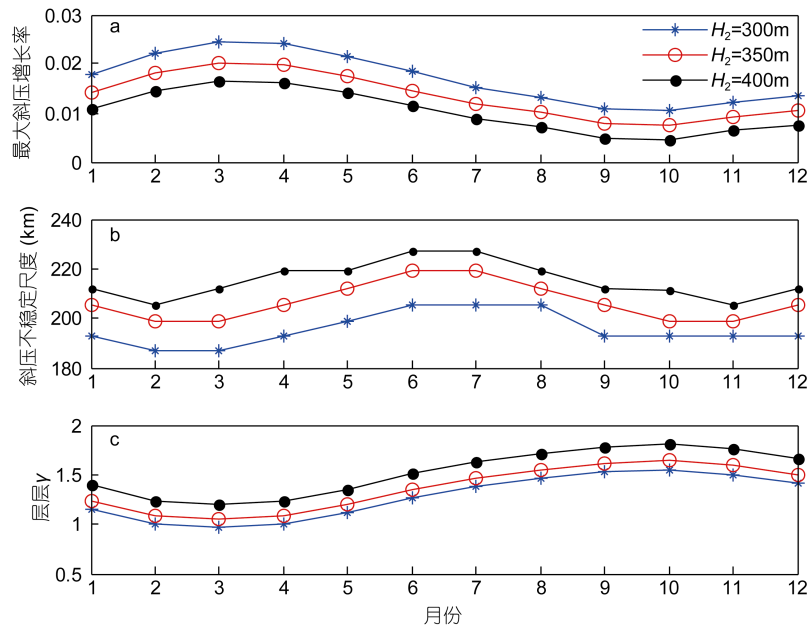


图 11 SCTT-NEC 区不同分层对斜压不稳定性季节性影响

Fig.11 Seasonal effects of different delamination on the baroclinic instability in the SCTT-NEC region

注: a: 斜压最大增长率的逐月变化; b: 斜压不稳定尺度的季节变化; c: 层结的季节变化。蓝、红、黑线分别表示第二层深度 $H_2=300, 350, 400$ 对应的值

示)相比稍小, 但比较接近。这表明斜压不稳定达到最大后, 动能才能逆向串级, 即向大尺度转移。比如 5—6 月份, 能量入射尺度与斜压不稳定尺度非常吻合, 约为 210km。9—10 月份, 斜压不稳定尺度约为 200km, 而能量入射尺度为 224km。可见在 3—4 月份, 斜压不稳定最强时, 逆向串级发生的尺度也较小; 而 9—10 月份, 斜压不稳定较弱时, 逆向串级发生的尺度也较大。同时, 我们看到能量尺度(图 13 中的绿线), 要大于斜压不稳定的尺度, 这正是动能逆向串级的结果。当动能逆向串级在达到能量尺度后并没有停止, 而是继续向大尺度转移; 而当涡旋尺度一旦超过能量尺度, 就很接近动能串级的驻足尺度。这意味着在稍大于能量尺度的附近, 能量的净输入和净输出达到平衡。

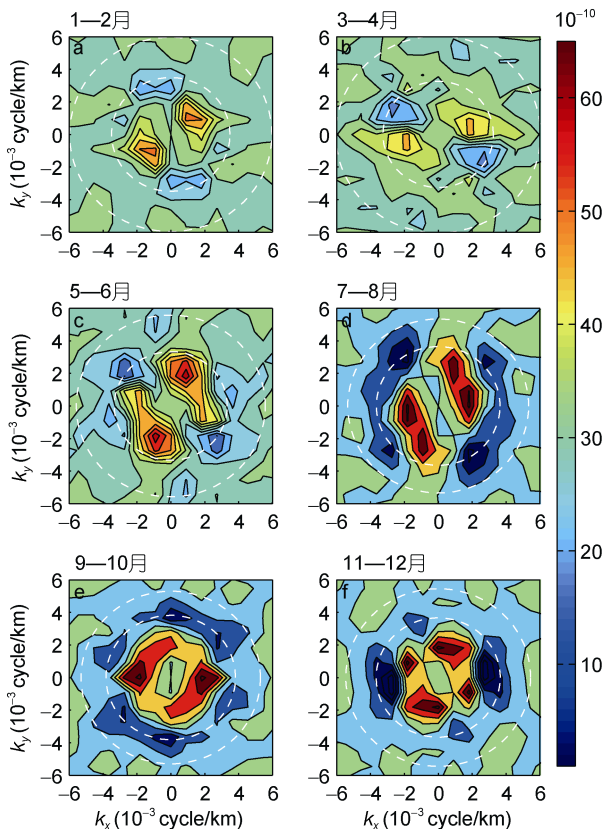


图 12 STCC 区动能谱转移项的双月分布

Fig. 12 Bimonthly spectral energy transfer in the STCC region
注: 白色的虚线表示斜压不稳定的范围。a, b, c, d, e, f 分别代表 1—2 月, 3—4 月, 5—6 月, 7—8 月, 9—10 月, 11—12 月的双月平均

6 总结

本文利用了 23 年的卫星高度计 MSLA 和 MADT 数据, 考察了北太平洋副热带逆流区动能谱的季节

变化及其空间尺度分析。结合 WOA13 气候态月平均的温盐数据集, 本文求出了气候态的地转流。利用准地转湍流的斜压不稳定理论, 特别是斜压两层半模式, 和动能串级的理论, 我们对 STCC 区涡旋动能谱的季节演变及其涡旋尺度的变化可归纳分为三个阶段:

(1) 增长阶段(3—4 月)

3 月份, 由层结所导致的地转流的垂向剪切达到年内最大值。此时, 斜压增长率也达到最大值, 涡动能开始快速增长, 斜压不稳定的尺度约为 200km, 动能逆向串级开始加强, 使得能量尺度为 280km。

(2) 成熟阶段(5—8 月)

斜压不稳定引起的扰动持续增长, 使得涡动能的最大值出现在 5—6 月份, 此时动能谱斜率约为 $1k^{-3}$, 斜压不稳定的尺度为 210km, 动能逆向串级也最大, 能量尺度达到了约 300km。7—8 月份, 斜压不稳定仍然提供涡动能, 涡动能还维持着较高的水平, 而且逆向串级使能量尺度持续增加。

(3) 衰退阶段(9—2 月)

9—10 月份, 随着地转流垂向剪切的减弱以及层结的强化, 斜压不稳定的增长率也大幅减少, 涡动能不断降低。此时斜压不稳定的尺度减少至 200km 左右。由于逆向串级, 能量尺度仍旧是增加的, 达到最大值 335km。进入 1 月, 涡动能降到最低, 动能谱斜率大于 $1k^{-3}$, 动能串级的减弱使能量尺度也减少。

总之, 斜压不稳定是涡旋动能产生并增长的能量来源, 也为涡旋互相作用提供了动力。与 Qiu(1999) 和 Kobashi 等(2002) 的结果相比, 本文分别在二维及一维空间尺度上展示了 STCC 区涡旋动能谱的季节变化及其特征, 并给出了中尺度涡的长度尺度即能量尺度及其动能谱斜率的季节变化规律。通过计算动能谱转移项的季节变化, 本文进一步确认了斜压不稳定是涡旋能量变化的原因。通过计算动能谱通量及其入射尺度, 驻足尺度的季节变化, 我们发现只有当达到或超过斜压不稳定的尺度时, 在涡旋的互相作用下, 涡旋动能才发生逆向串级。当涡旋尺度超过能量尺度时, 能量的净输入和净输出达到平衡。此外, 本文也表明斜压不稳定发生的方向以经向尺度为主, 但是随后的涡旋互相作用使得动能逆向串级将经向尺度的动能向纬向尺度转移, 这很可能与 β 效应有关。由于缺少高分辨率的模式数据, 本文没有给出由于斜压不稳定产生的势能向涡动能转移量的季节变化。另外涡旋动能的耗散过程, 是以大尺度的流体向海洋深处转移、然后与海底互相作用而耗散殆尽, 还

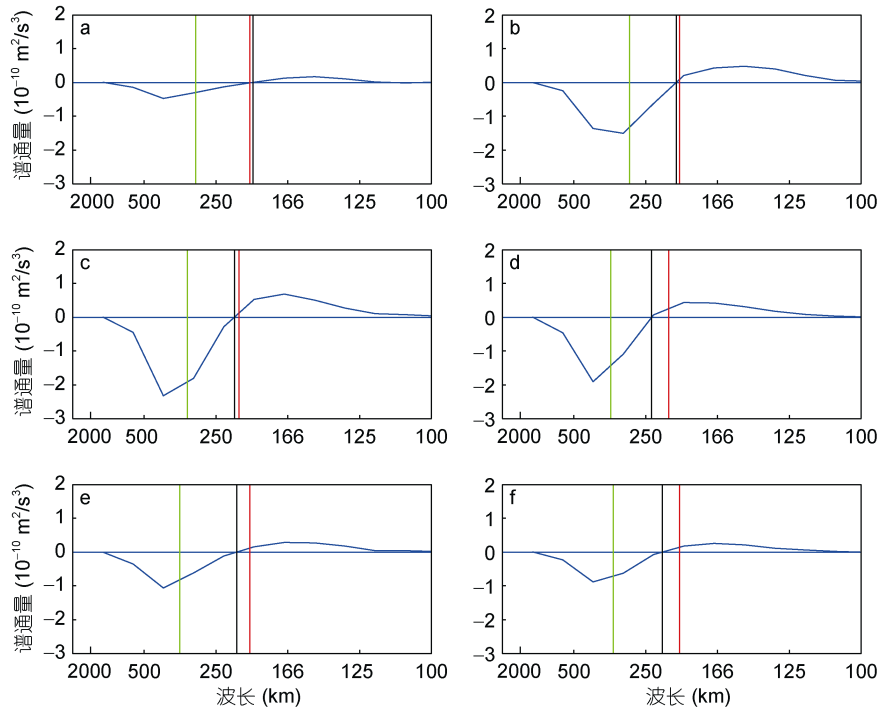


图 13 STCC 区动能通量的双月分布

Fig. 13 Bimonthly spectral kinetic energy flux vs total wavenumber k in the STCC regions

注: 黑线表示能量入射尺度, 红线表示斜压不稳定尺度, 绿线表能量尺度。a, b, c, d, e, f 分别代表 1—2 月, 3—4 月, 5—6 月, 7—8 月, 9—10 月, 11—12 月的双月平均值

是在海洋上层串级为能量较大的小尺度涡然后耗散尽, 这些问题需要进一步的研究。

参 考 文 献

- 刘秦玉, 杨海军, 鲍洪彤等, 2000. 北太平洋副热带逆流的气候特征. 大气科学, 24(3): 363—372
- 李荣凤, 游小宝, Chu P, 2004. 西北太平洋等位势密度面上的东向副热带逆流. 中国科学 D 辑 地球科学, 34(11): 1083—1089
- 胡瑞金, 刘秦玉, 2002. 热带太平洋海平面高度年变化与季节内变化特征. 海洋与湖沼, 33(3): 303—313
- 管秉贤, 1987. 副热带逆流二十年研究概况. 黄渤海海洋, 5(4): 65—72
- Aoki S, Imawaki S, 1996. Eddy activities of the surface layer in the western North Pacific detected by satellite altimeter and radiometer. J Oceanogr, 52(4): 457—474
- Arbic B K, Polzin K L, Scott R B *et al*, 2013. On eddy viscosity, energy cascades, and the horizontal resolution of gridded satellite altimeter products. J Phys Oceanogr, 43(2): 283—300
- Chang Y L, Oey L Y, 2014. Analysis of STCC eddies using the Okubo-Weiss parameter on model and satellite data. Ocean Dyn, 64(2): 259—271
- Chelton D B, deSzoeke R A, Schlax M G, 1998. Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation. J Phys Oceanogr, 28(3): 433—460
- Chu P C, Fan C W, Cai W J, 1998. P-vector inverse method evaluated using the modular ocean model (MOM). J Oceanogr, 54(2): 185—198
- Frisch U, 1995. Turbulence: The Legacy of A.N. Kolmogorov. Cambridge University Press, 296
- Kobashi F, Kawamura H, 2002. Seasonal variation and instability nature of the north pacific subtropical countercurrent and the Hawaiian lee countercurrent. J Geophys Res, 107(C11): 3185
- Kobashi F, Kubokawa A, 2012. Review on North Pacific Subtropical Countercurrents and Subtropical Fronts: role of mode waters in ocean circulation and climate. J Oceanogr, 68(1): 21—43
- Noh Yign, Young Y B, You S H, 2007. Seasonal variation of eddy kinetic energy of the North Pacific subtropical countercurrent simulated by an eddy-resolving OGCM. Geophys. Res. Lett, 34(7): 488—501
- Qiu B, 1999. Seasonal eddy field modulation of the North Pacific subtropical countercurrent: TOPEX/Poseidon observations and theory. J Phys Oceanogr, 29(10): 2471—2486
- Qiu B, Chen S M, 2010. Interannual variability of the north pacific subtropical countercurrent and its associated mesoscale eddy field. J Phys Oceanogr, 40(1): 213—225
- Qiu B, Scott R B, Chen S M, 2008. Length scales of eddy generation and nonlinear evolution of the seasonally modulated south pacific subtropical countercurrent. J Phys Oceanogr, 38(7): 1515—1528
- Scott R B, Wang F M, 2005. Direct evidence of an oceanic inverse kinetic energy cascade from satellite altimetry. J Phys Oceanogr, 35(9): 1650—1666

- Stammer D, 1998. On eddy characteristics, eddy transports, and mean flow properties. *J Phys Oceanogr*, 28(4): 727—739
- Tulloch R, Marshall J, Hill C *et al*, 2011. Scales, growth rates, and spectral fluxes of baroclinic instability in the ocean. *J Phys Oceanogr*, 41(6): 1057—1076
- Wang S H, Liu Z L, Pang C G, 2015. Geographical distribution and anisotropy of the inverse kinetic energy cascade, and its role in the eddy equilibrium processes. *J Geophys Res*, 120(7): 4891—4906
- Yoshida K, Kidokoro T, 1967. A subtropical counter-current in the North Pacific: an eastward flow near the subtropical convergence. *J Oceanogr Soc Japan*, 23(2): 88—91
- Yoshida S, Qiu B, Hacker P, 2011. Low-frequency eddy modulations in the Hawaiian lee countercurrent: observations and connection to the Pacific decadal oscillation. *J Geophys Res*, 116(C12): C12009

SEASONAL VARIATION IN EDDY KINETIC ENERGY SPECTRUM AND ITS MECHANISM IN THE NORTH PACIFIC SUBTROPICAL COUNTERCURRENT

LI Hong-Jie^{1,2}, XU Yong-Sheng¹

(1. *Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences, Qingdao 266071, China;*
2. *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract Seasonal variation in eddy kinetic energy spectrum in the North Pacific Subtropical Countercurrent (STCC) was investigated based on 23-year satellite altimeter data and WOA2013 climatological monthly mean temperature and salinity data. To reveal the mechanism of the seasonal variation of the spectrum and the eddy scale in the STCC region, the baroclinic 2.5-layer model and kinetic energy cascade theory was used. The results show that baroclinic instability that resulted from seasonal shear and stratification in STCC-NEC (North Equatorial Current) is the cause of the seasonal variation in eddy the kinetic energy spectrum. The maximum eddy kinetic energy occurs in May-June, lagging for 2—3 months behind the baroclinic instability peak (March), as the initial perturbation of baroclinic instability takes time to grow into finite-amplitude eddies. The energy from the baroclinic instability intensifies the eddy interaction, and produces a reversal cascade of kinetic energy, making eddy kinetic energy a spectral shift to a larger length scale. In March, the energy containing length scale reaches minimum about 280km, and maximum of about 335km in September. In addition, we found that the slope of kinetic energy spectrum and the kinetic energy spectrum flux vary in season, too. The kinetic energy spectrum reaches the maximum in May-June. When the scale is smaller than the Rossby deformation, the power spectrum slope is $1k^{-3}$ and the kinetic energy spectrum flux grows to maximum. Therefore, it is practical to study the mechanism of mesoscale vortex generation and its interaction by studying the seasonal variation of eddy energy spectrum and eddy scale in STCC region.

Key words kinetic energy spectra; eddy scale; baroclinic instability; reversal cascade