

东海冷涡上升流的环状结构^{*}

乔方利^{1,2**} 赵伟^{1,2} 吕新刚^{1,2}

1 国家海洋局第一海洋研究所 青岛 266061; 2 海洋环境科学和数值模拟国家海洋局重点实验室, 青岛 266061

摘要 基于2001年7月东海北部海域水文及化学综合调查资料分析, 发现在横穿东海冷涡的31°N断面上, 冷涡所对应的PO₄营养盐高值区位于冷涡中心的两侧. 据此推测冷涡上升流呈环状结构, 即强上升流区不是位于东海冷涡的地理中心而是位于离中心一定距离处. 1998年8月同一断面海洋水文及化学调查资料的分析再次证实了这一现象. 基于上述观测事实, 建立了海洋涡旋动力学模型. 所求出的解析关系表明: 海洋冷涡上升流速度的最大值位于离中心一定距离处. 利用实际观测的海洋温度资料诊断计算的上升流分布与实测营养盐分布特征基本一致.

关键词 海洋涡旋 上升流 环状结构

由于海洋中尺度涡旋包含巨大能量, 与物质和能量通量密切相关, 自20世纪70年代后中尺度涡旋一直是世界海洋学家关注的焦点之一. 东海冷涡是夏季东海北部最重要的环流现象之一, 其中心温度比背景温度低7—8℃, 直径约150—200 km, 具有明显的封闭等温线, 一直受到海洋学家关注^[1,2]. Hu^[3]根据实测温盐资料, 分析了冷涡的结构, 指出中心的上升流是底质软泥分布的动力学原因. 两层模式模拟结果表明, 该冷涡在正压和斜压情况下均存在, 并随深度增加涡旋中心向东移动^[4]. 1999年6月的现场调查和分析也证实了涡旋的存在^[5]. 由于上升流难于直接观测, 一般认为冷涡中心存在最大上升流, 随离涡旋地理中心距离增大上升流强度减小; 暖涡则反之, 即中心处下沉. 通常以温度作为分析上升(下沉)流的指标. 事实上, 由于海洋下层富含营养盐, 上升流会将下层的丰富营养盐携带至上层, 因此在上升流处通常存在营养盐的高值区. 应该注意到, 由于营养盐参与海洋生态过程, 其本身是一个非保守量, 但仍然可作为分析上升流的示踪指标.

McWilliams等^[6]从动力学角度分析了孤立非线性

性涡旋的演化过程, 从 β 平面的准地转绝热静压近似方程出发, 讨论垂向单模态和双模态情况下的传播及衰减. Hua^[7]从不稳性分析出发, 研究涡旋生成过程中能量转换, 并提出对斜压不稳定而言, 涡旋的水平尺度至少是Rossby斜压变形半径的两倍.

大气中台风的上升流区处于离中心一定距离处, 具有环状结构, 而台风眼不存在上升气流, 甚至有时出现下沉气流. 海洋涡旋的上升流是否存在类似的结构? 夏季黄海冷水团是与冷涡类似的空间尺度更大(直径约400 km)的海洋现象, 袁业立等^[8]建立了冷水团动力学模型, 求出的解析解表明上升流与温度梯度相关, 在此基础上, 张庆华等^[9]计算得出上升流在离开中心某一距离处最大, 但中心仍然存在上升流.

已有的研究作为认识海洋涡旋奠定了坚实基础, 但由于上升流难以直接观测, 对上升流的研究基本限于从温盐分布进行推断. 最近, 我们基于数值模式研究了长江口外及东海闽浙沿岸上升流的形成机制^[10-12], 提出密度锋面的次级环流是生成上升流的一种重要机制. 本文从东海冷涡的温度, NO₃, PO₄等要素的观测出发, 首次指出东海冷涡上升流

2007-11-12 收稿; 2008-01-16 收修改稿

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 40476017)

** E-mail: qiaofl@fio.org.cn

©1994-2018 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. <http://www.cnki.net>

在离开中心一定距离处(温度锋面附近)最大,即上升流存在环状结构.通过建立涡旋动力学模型,诊断求解得到冷涡的流场结构,对上述现象进行了理论解释.

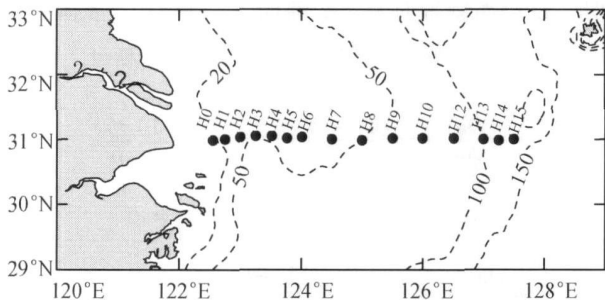


图 1 1998 年 8 月现场调查 H 断面位置
虚线代表水深(单位: m)

1 观测与分析

1998 年 8 月对东海 31°N(也称 H 断面,图 1)进行了综合调查.温度和盐度测量仪器为 SEB25 CTD 仪.化学要素包括 NO₃, NO₂, PO₄ 及 POC 等.从 30 和 50 m 层的水温平面分布(图 2)可以清晰地分辨出以(31°N, 126°E)为中心的冷涡结构.H 断面几乎从中心横穿该涡旋,故对该断面进行详细分析.图 3(a)的温度断面显示,冷涡中心位于

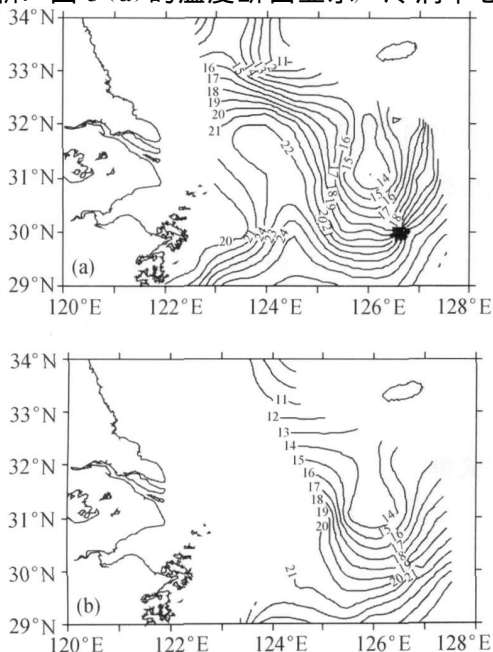


图 2 1998 年 8 月海温(°C)平面分布
(a) 30 m 层; (b) 50 m 层

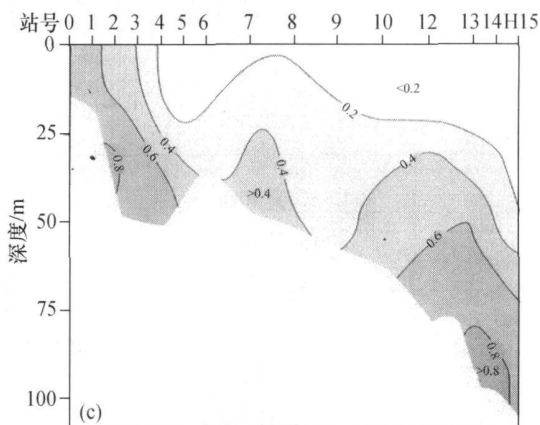
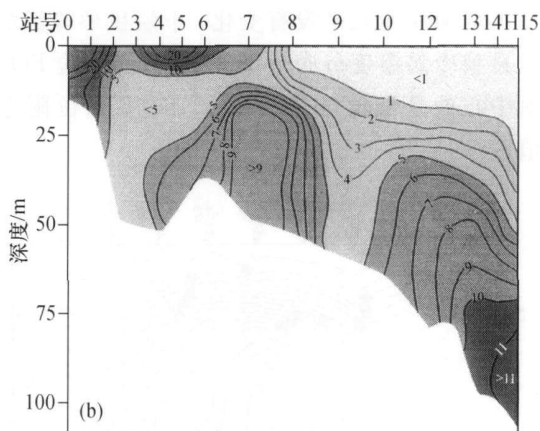
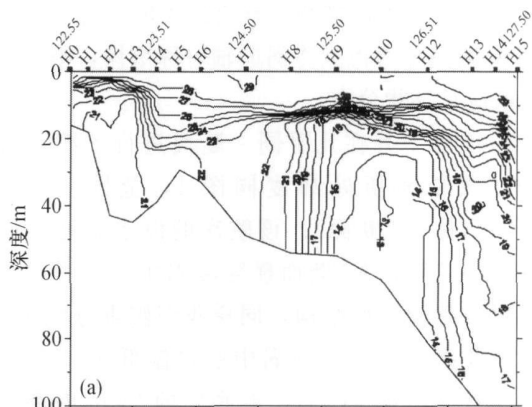


图 3 1998 年 8 月 H 断面海洋要素分布
(a) 温度(°C); (b) 营养盐 NO₃(μmol/L);
(c) 营养盐 PO₄(μmol/L)

H10 站处,最低水温为 13°C,从 30 m 层开始分析冷涡结构.由于上升流可以将下层丰富的营养盐带到上层,而上升流本身量值太小无法直接测量,因此营养盐分布是上升流的很好示踪.图 3(b)的 NO₃ 分布显示,在 H7—H8 及 H12—H13 之间存在两个高值区,PO₄ 分布特征大致与 NO₃ 相同(图

3(c)). 据此, 可以推测上升流最大值出现在冷涡中心 H10 两侧, 考虑到冷涡的轴对称结构, 则上升流最大值应呈环状分布.

2001 年 7 月在几乎同一断面进行了综合海上调查, 该断面所处纬度同图 1, 范围 123.5° — 128.5°E (称 A2 断面). 该航次的海水温度平面分布(图略)表明, A2 断面横穿冷涡中心. 考虑到冷涡大致具有轴对称结构, 同样我们侧重分析 A2 断面海洋要素的分布. 冷涡中心水温低于 15°C , 位于 06 站位处(图 4(a)), 近底层的 25 m 内混合均匀, 水温随深度几乎没有变化. 下层拱形等温线区域是典型冷涡温度分布. 图 4(b)中营养盐 PO_4 在冷涡中心处是低值区, 而在 05 和 08 站位附近是 high 值区.

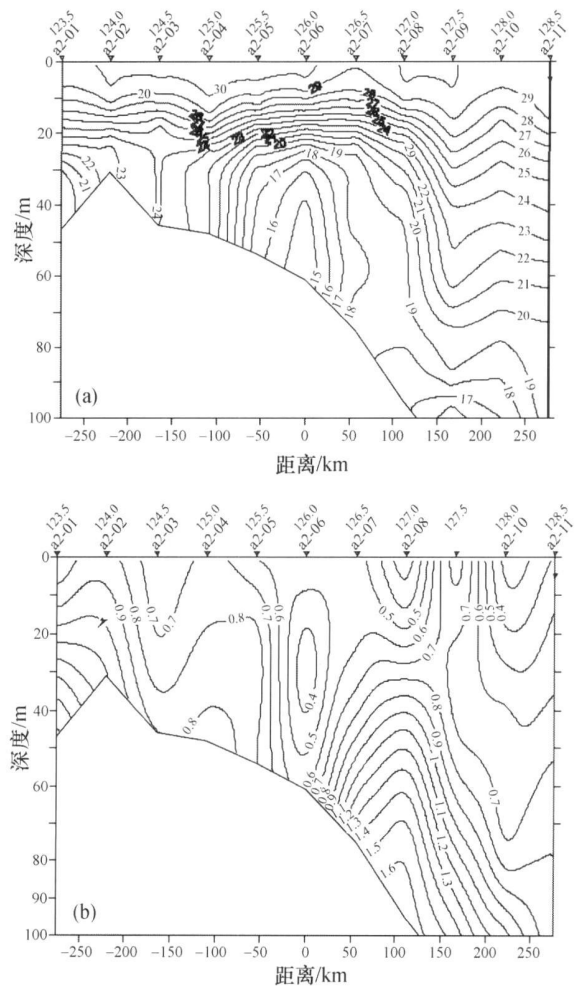


图 4 2001 年 7 月 A2 断面海洋要素分布

(a) 温度($^{\circ}\text{C}$); (b) 营养盐 PO_4 ($\mu\text{mol/L}$)

2 涡旋动力学模型

2.1 涡旋控制方程及其演化

由于涡旋的空间尺度为百公里, 采用 f 平面近似, 设定涡旋轴对称, z 轴向上, 可认为水体密度由温度控制, 则柱坐标系下的控制方程为:

$$u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{v^2}{r} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} + u \left[\frac{v}{r} + f \right] = 0 \quad (2)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - g(1 - \alpha T) \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + w \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad (5)$$

冷涡区的上 25 m 层主要是由于海面风场和海浪的混合搅拌通过湍流混合形成的温度均匀层, 上述控制方程(1)–(5)中强调非线性动力过程, 没有考虑湍流混合, 故本文建立的涡旋动力学模型不含上混合层.

由(4)式可引进流函数 φ ,

$$u = -\frac{\partial \varphi}{\partial r}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (6)$$

若记 Jacobi 行列式 $J(A, B) = \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial B}{\partial z} - \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial B}{\partial r}$, 由

(5)式可得

$$J(\varphi, T) = 0 \quad (7)$$

因此,

$$T = F_1(\varphi) \quad (8)$$

由(2)式得

$$J\left(\varphi, rv + \frac{1}{2}fr^2\right) = 0 \quad (9)$$

因此,

$$rv + \frac{1}{2}fr^2 = F_2(\varphi) \quad (10)$$

(3)式对 r 微分减去(1)式对 z 微分, 可得:

$$\frac{\partial u \Omega}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(w \Omega + \frac{v^2}{r} + f v \right) - g \alpha \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (11)$$

因此,

$$J \left(\varphi, \frac{\Omega}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v^2}{r} + f v \right) - g \alpha \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (12)$$

其中, $\Omega = \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z}$.

由(8)式知, T 只是 φ 的函数, 故:

$$-g \alpha \frac{\partial T}{\partial r} = J \left(\varphi, -g \alpha z \frac{dF_1}{d\varphi} \right) \quad (13)$$

且,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{v^2}{r} + f v \right) = \\ & \frac{2}{r} v \frac{\partial v}{\partial z} + f \frac{\partial v}{\partial z} = \\ & \frac{2}{r^2} \left(r v + \frac{1}{2} f r^2 \right) \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \\ & \frac{2}{r^3} \left(r v + \frac{1}{2} f r^2 \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(r v + \frac{1}{2} f r^2 \right) = \\ & \frac{2}{r^3} F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{1}{r^2} J \left(\varphi, F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \right) = \\ & - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^2} F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \right) \right] + \\ & \frac{1}{r^2} \left[\frac{\partial \varphi}{\partial r} \frac{\partial}{\partial z} \left(F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \right) - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} \left(F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \right) \right] = \\ & \frac{\partial \varphi}{\partial r} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r^2} F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \right) - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r^2} F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \right) = \\ & J \left(\varphi, \frac{1}{r^2} F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \right) \end{aligned} \quad (14)$$

于是(12)式可写成

$$J \left(\varphi, \frac{\Omega}{r} - g \alpha z \frac{dF_1}{d\varphi} + \frac{1}{r^2} F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} \right) = 0$$

因此得到

$$\frac{\Omega}{r} - g \alpha z \frac{dF_1}{d\varphi} + \frac{1}{r^2} F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} = F_3(\varphi) \quad (15)$$

(8), (10)和(15)式构成了海洋涡旋的控制方程, 普适函数 F_1 , F_2 和 F_3 的形式按下述方法给出.

2.2 普适函数 F_1 , F_2 和 F_3 的确定

设定 $r \rightarrow \infty$ 时, $T_\infty = T_0 + \Gamma z$, $v_\infty = v_0 + \Lambda z$, u_∞ 为常数. 其中, T_0 是涡旋无穷远处海底的海水温度; v_0 是无穷远海底处的涡旋切向流速; Γ , Λ 为常数, 分别代表无穷远处涡旋的水温和切向流速随深度变化的系数, 而且 $\Gamma > 0$, $\Lambda > 0$.

由 u_∞ 为常数得 $z = -\varphi_\infty / r_\infty u_\infty$, 可得

$$T = F_1(\varphi) = T_0 - \frac{\Gamma}{r_\infty u_\infty} \varphi \quad (16)$$

$$\begin{aligned} r v + \frac{1}{2} f r^2 = F_2(\varphi) = \\ - \frac{\Lambda}{u_\infty} \varphi + r_\infty v_0 + \frac{1}{2} f r_\infty^2 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\Omega}{r} - g \alpha z \frac{dF_1}{d\varphi} + \frac{1}{r^2} F_2 \frac{dF_2}{d\varphi} = F_3(\varphi) = \\ \frac{\Lambda^2 - g \alpha \Gamma}{r_\infty^2 u_\infty^2} \varphi - \frac{\Lambda(f r_\infty / 2 + v_0)}{r_\infty u_\infty} \end{aligned} \quad (18)$$

从(16)式知, $u_\infty < 0$ 时出现冷涡, 反之暖涡得以维持. 换言之, 背景流场的辐聚(散)决定了出现冷(暖)涡. (18)式可改写成

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - \\ & \frac{\Lambda^2 (r^2 - r_\infty^2) - g \alpha \Gamma r^2}{r_\infty^2 u_\infty^2} \varphi + \\ & \frac{\Lambda(f r_\infty / 2 + v_0) (r^2 - r_\infty^2) + g \alpha \Gamma r^2 z}{r_\infty u_\infty} = 0 \end{aligned} \quad (19)$$

或

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \\ & \frac{\Lambda^2 (r^2 - r_\infty^2) - g \alpha \Gamma r^2}{r_\infty^2 u_\infty^2} w - \\ & \frac{2(\Lambda^2 - g \alpha \Gamma) r \varphi}{r_\infty^2 u_\infty} + \\ & \frac{\Lambda(f r_\infty + 2v_0) + 2g \alpha \Gamma z}{r_\infty u_\infty} r = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

提边界条件

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=D} = -\frac{u_{\infty}}{\rho_0 c_p \nu} \Gamma Q(r) \quad (21)$$

或

$$\left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_{z=D} = -\frac{u_{\infty}}{\rho_0 c_p \nu} \Gamma \left(\frac{\partial Q}{\partial r} + \frac{Q}{r} \right) \quad (22)$$

(16)–(18)式是海洋涡旋的控制方程, (21)和(22)式均为(18)式的变形. 一种分析方法是由(19)式与(21)式求出 φ 的分布(或直接由(20)与(22)式求出垂向速度 w). 以下将直接利用(16)式进行讨论.

3 讨论

由(16)式得

$$\varphi = -\frac{r_{\infty} u_{\infty}}{\Gamma} (T - T_0) \quad (23)$$

由(23)式和(6)式, 离开中心一定距离处:

$$w = -\frac{r_{\infty} u_{\infty}}{\Gamma} \frac{\partial T}{r \partial r} \equiv A w' \quad (24)$$

其中, w' 称垂向相当速度, 常数 $A = -\frac{r_{\infty} u_{\infty}}{\Gamma} > 0$.

在冷涡中心处, 由上式并考虑到 L'Hospital 法则, $w|_{r=0} = -\frac{r_{\infty} u_{\infty}}{\Gamma} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \Big|_{r=0}$, 当离开中心足够远时,

$r \rightarrow \infty, \frac{\partial T}{\partial r} \rightarrow 0$, 因此 $w \rightarrow 0$.

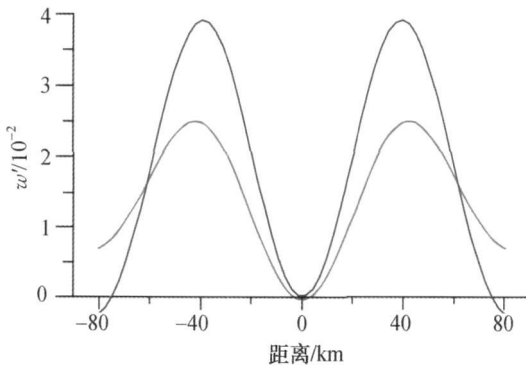


图5 基于2001年7月实测温度计算得到的垂向相当速度 w'

红线: 30 m; 蓝线: 40 m

求实际温度分布对应的上升流结构. 在涡旋动力学模型中, 假定涡旋具有轴对称结构, 以 A6 站位为中心, 将两侧对称站位的温度场取平均值(若近岸侧无观测, 则直接取离岸侧温度)作为该冷涡的温度结构, 然后进行插值; 水平方向取半径 80 km 作为涡旋边界, 离中心更远处的温度场结构受海洋环境其他因素影响已不是典型的涡旋结构; 垂向取 30–55 m. 由(24)式可以求出每个格点的垂向相当速度 w' , 在 30 和 40 m 两个典型层深的 w' 分布(图 5)表明, 强上升流出现距涡旋中心 40 km 处, 下层上升流比上层强.

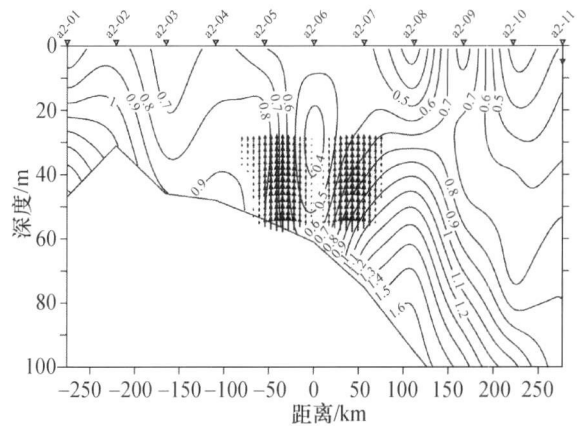


图6 2001年7月 A2 断面计算得到的垂向相当速度与 PO_4 分布叠加

再估算上升流的实际量值: 取 $r_{\infty} = 10^5$ m, $u_{\infty} = 0.01$ m/s, $\Gamma = 0.03$ °C/m. 若 $w' = 10^{-9}$, 则相当于 $w = \frac{1}{3} \times 10^{-4}$ m/s, 或每天可上升 2.9 m. 求出的最强上升流区每天上升 10 m 左右. 将求出的 w' 叠加在营养盐 PO_4 断面分布图上(图 6), 强上升流区与高营养盐区域吻合, 可见冷涡上升流呈明显环状分布, 且与实测营养盐分布特征相符.

4 小结

通过对 1998 年 8 月和 2001 年 7 月两次东海冷涡的综合调查资料分析, 发现冷涡上升流呈环状分布, 强上升流区不是位于冷涡的地理中心.

本文建立的海洋涡旋动力学模型给出了上升流呈环状分布的动力学解释. 利用实测涡旋温度场求出的强上升流位置与营养盐高值区一致, 表明理论模型与实际现象吻合.

参 考 文 献

- 1 胡敦欣, 丁宗信, 熊庆成. 东海北部一个气旋型涡旋的初步分析. 科学通报, 1980, 25(1): 29—31
- 2 Mao HL, Hu DX, Zhao BR, et al. A cyclonic eddy in the northern East China Sea. In: Proceedings of International Symposium on Sedimentation on the Continental Shelf with Special Reference to the East China Sea. Hangzhou, 1983. Beijing: China Ocean Press, 1983, 306—313
- 3 Hu DX. Upwelling and sedimentation dynamics 1. The role of upwelling in sedimentation in the Yellow Sea and East China Sea. Chin J Oceanol Limnol, 1984, 2: 12—19
- 4 Yuan YC, Su JL. A two layer circulation model of the East China Sea. In: Proceedings of the International Symposium on Sedimentation on the Continental Shelf with Special Reference to the East China Sea. Hangzhou, 1983. Beijing: China Ocean Press, 1983, 364—374
- 5 袁耀初, 刘勇刚, 周明煜, 等. 1996年6月黄海南部与东海北部的环流. 海洋学报, 2002, 24(增刊1): 20—30
- 6 McWilliams JC, Glenn RF. On the evolution of isolated nonlinear vortices. J Phys Oceanogr, 1979, 9(11): 1155—1182
- 7 Hua BL. The internal barotropic instability of surface-intensified eddies. Part 1: Generalized theory for isolated eddies. J Phys Oceanogr, 1988, 18(1): 40—55
- 8 袁业立, 李惠卿. 黄海冷水团环流结构及其生成机制研究. 中国科学, B辑, 1993, 23(1): 93—103
- 9 张庆华, 夏 萌, 曲媛媛. 黄海冷水团环流的线性理论. 见: 周连第, 邵维文, 詹杰民, 等主编. 第16届全国水动力学研讨会文集. 北京: 海洋出版社, 2002, 659—668
- 10 Qiao FL, Yang YZ, Lü XG, et al. Coastal upwelling in the East China Sea in winter. J Geophys Res, 2006, 111, C11S06, doi: 10. 1029/2005JC003264
- 11 Lü XG, Qiao FL, Xia CS, et al. Upwelling off Yangtze River estuary in summer. J Geophys Res, 2006, 111, C11S08, doi: 10. 1029/2005JC003250
- 12 吕新潮, 乔方利, 夏长水, 等. 长江口外及浙江沿岸夏季上升流的潮生机制. 中国科学, D辑, 2007, 37(1): 133—144