

强潮狭长海湾中垂直涡黏性系数与底拖曳系数的估计*

徐 鹏¹, 刘志宇², 毛新燕³, 江文胜^{1**}

(1. 中国海洋大学物理海洋教育部重点实验室, 山东 青岛 266100;

2. 厦门大学海洋与地球学院近海海洋环境科学国家重点实验室, 福建 厦门 361005;

3. 中国海洋大学海洋环境学院, 山东 青岛 266100)

摘 要: 垂直动量交换与底拖曳应力的准确刻画是目前区域海洋环流模拟中的主要困难, 而基于现场观测的垂直涡黏性系数与底拖曳系数的估计是解决这一问题的最有效途径。本文通过 3 个海床基观测平台在 1 个强潮狭长海湾中的成功应用, 获得了观测站位处水位、平均流速和高频湍流脉动的 2 周日连续观测资料, 并由此计算分析了垂直涡黏性系数和底拖曳系数。结果表明: 垂直涡黏性系数(A_z)具有显著的潮内变化, 在 M_2 分潮流占优的观测海区, A_z 大致呈 M_1 分潮变化, 但同时存在明显的涨-落潮不对称性, 涨急时较大, 落急时较小。在垂向上, A_z 大致呈抛物线分布, 其最大值出现在底上 4 m 左右, 约为 $5.4 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。基于方差方法和动量平衡法所估计的底拖曳系数的平均值分别为 0.17×10^{-3} 和 0.81×10^{-3} , 表明在岸线和底形复杂的狭长海湾内, 形状阻力对底摩擦的贡献可显著大于界面阻力, 数值模式中必须充分考虑形状阻力的作用。

关键词: 强潮狭长海湾; 垂直涡黏性系数; 底拖曳系数; 方差法; 动量平衡法

中图分类号: P714.1

文献标志码: A

文章编号: 1672-5174(2013)08-001-07

在陆架浅海与河口海湾, 潮过程通常是最重要的动力因子, 其对水体混合、物质扩散、泥沙输运、地形演变、生物地球化学循环以及生态系统的维持与变异等都具有重要影响。然而, 由于其涉及的空间尺度较大, 多点同步观测较难实现。高时空分辨率、同步数据资料的获得主要依赖于基于高精度水动力模型的数值模拟。

研究表明, 数值模型中垂直动量交换与底拖曳应力参数化的准确性是控制陆架浅海与河口海湾中潮过程模拟精度的主要因子。Davies 和 Gerritsen^[1] 以及 Davies 和 Xing^[2] 在对爱尔兰海潮流模拟的研究中发现, 潮流模拟的精度主要取决于湍流封闭方案和底拖曳系数的选取。Guo 和 Yanagi^[3] 在利用 1 个三维模型模拟东海潮流时发现, 底摩擦可能是潮流模拟过程中的最重要因子, 且只有引入垂直涡黏性系数的时空变化, 才能使模拟结果与观测数据相吻合。Kang 和 Jun^[4] 在研究河口潮不对称性问题时也发现底摩擦在潮波传播过程中具有重要作用。因此, 逐步加深对陆架浅海与河口海湾中潮混合特征及其控制机理的认识, 不断改进数值模型中垂直涡黏性系数与底拖曳系数的参数化是浅海动力学研究的核心问题之一, 也是切实提高水动力学模型模拟精度的基础和前提。

受计算条件的限制, 水动力模型中无法直接计算

湍流混合过程, 现场观测是开展海洋混合研究的最有效途径。近年来, 高频宽带声学多普勒流速剖面仪 (ADCP) 与三维点式流速仪 (ADV) 的广泛应用大大加深了人们对陆架浅海与河口海湾中垂直混合过程与底拖曳应力的认识^[5-11]。研究结果显示, 垂直涡黏性系数在垂向上大致呈一抛物线分布, 最大值出现在中下层; 不同海区受潮流大小、地形、岸线和海底沉积物类型等的影响, 底拖曳系数差别很大。

目前, 对我国陆架浅海与河口海湾内垂直涡黏性系数与底拖曳系数的直接观测研究还比较匮乏, 主要是刘志宇等^[12-14] 在黄海以及刘欢等^[15-16] 在珠江口的工作, 且主要局限于对底拖曳系数和底层垂直涡黏性系数的估计。文献中尚未有对整个水体垂直涡黏性系数直接观测研究的报道。基于二维水动力模型与 TOPEX/Poseidon 卫星高度计资料, Lu 和 Zhang^[17] 利用数据同化的方法反演了我国陆架海区底拖曳系数的区域分布特征, 得出底拖曳系数与水深大致呈反相关关系的结论。但其正确性尚未得到观测资料的证实。

为加深对我国近海特别是在强潮充分混合情况下湍流特征的认识, 获取相关海区垂直涡黏性系数与底拖曳系数的直接估计, 本课题组于 2010 年冬季在象山港开展了 2 个周日的连续观测, 成功获得了 3 典型站位处水位、平均流速和高频湍流脉动的连续观测资料。

* 基金项目: 国家科技支撑计划项目(2011BAC03B02); 国家自然科学基金项目(41106006)资助

收稿日期: 2012-08-24; 修订日期: 2012-10-24

作者简介: 徐 鹏(1986-), 男, 博士生。E-mail: xp1986@ouc.edu.cn

** 通讯作者: E-mail: wsjiang@ouc.edu.cn

本文基于这些资料开展垂直涡黏性系数与底拖曳系数的计算与分析,成功揭示了该海区湍流混合强度的时空变化特征,既为该海区高精度数值模拟奠定基础,也为其他类似海区垂直涡黏性系数与底拖曳系数的估计提供了方法依据。

1 研究海区与观测资料

象山港位于浙江省北部沿海(见图1),是1个长约70 km、宽约10 km的半封闭狭长海湾,平均水深约为10 m,由湾口到湾顶潮差逐渐增大,平均潮差3 m以上,是1个典型的强潮海湾。海湾南、西、北三面低山丘陵环抱,口门处又有岛屿作为屏障,湾内常年风平浪静^[18]。狭湾内盐度垂向分布存在明显季节变化,夏季有层化而冬季混合均匀^[19]。象山港沉积物主要来自长江和内陆架,细颗粒的粉砂质黏土和黏土质粉砂几乎布满整个海湾,海底粗糙度较小^[20]。湾内岸线曲折,地形复杂,且拥有大面积的潮滩,浅水效应显著,存在明显的涨落潮不对称性^[21-23]。数值模拟结果显示,湾内潮流具有复杂的三维结构^[24],在这样1个拥有复杂底形、岸线的强潮海区获得高精度的三维潮流模拟的关键是湍流封闭方案与底拖曳系数的选取。

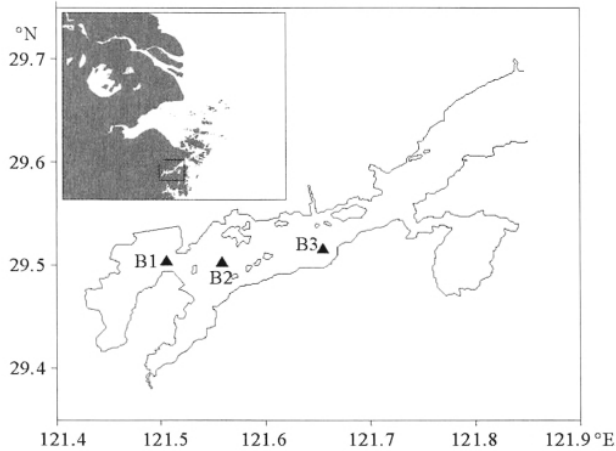


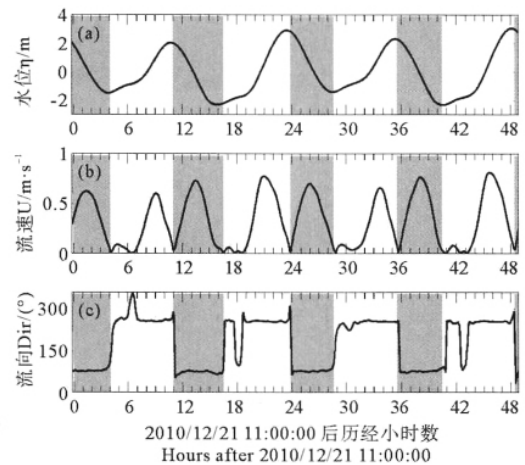
图1 研究区域与观测站位分布

Fig. 1 Study area and location of mooring stations

在2010年12月21日11时~23日12时期间,本课题组利用海床基观测平台于象山港三典型站位处进行了2个周日的定点连续观测。如图1所示,3观测站位B1、B2和B3大致沿象山港主轴布设,观测期间平均水深分别为11.4、11.5和15.2 m。其中,B1站海床基上装备1台RDI WH 1 200 kHz ADCP和1台RBR XR-420型温盐深剖面仪(CTD),B2和B3站海床基上各装备1台RDI WH 600 kHz ADCP和1台RBR XR-420型CTD。由于B1站观测期间进行过海床基姿态调整,其前半段数据不可用,B3站海床基观测期

间翻倒,其流速数据不可用。因此,本文随后的计算与分析主要基于B2站的流速剖面观测数据和全部3个站位的水位观测数据。B2站ADCP换能器位于底上0.75 m处,向上进行观测,测量结果以beam坐标记录流速,观测盲区为1.0 m,层厚设置为0.5 m,采样间隔为2 s。3个站位处CTD测量单元均位于底上0.10 m处,采样间隔为1 s。

观测期间由自动气象站进行常规气象观测,平均风速约2 m/s,风向以西南、东北为主,海面风浪不显著,也未观察到明显的涌浪。观测期间为大潮,B2站平均潮差4.5 m(见图2),表层最大流速0.94 m/s。1个潮周期内水位有3段明显不同的变化,水位自低潮时刻缓慢上升,约3 h后水位开始迅速上升,并在4 h后到达高潮,落潮阶段水位下降迅速,约历经5 h。海湾属驻波系统,潮流与潮位存在约90°的位相差。虽然涨潮历时比落潮历时长约2 h,但涨、落潮流的量值相当,涨潮流存在一大一小2个峰值,而落潮流只有1个峰值。受岸界与地形限制,湾内潮流为往复流,流向大致为东北-西南向。



(图中阴影所示为落潮阶段。The shaded segments are during ebbing tide.)

图2 B2站水位起伏(a)、垂向平均流速(b)和流向(c)的时间序列

Fig. 2 Time series of the tidal elevation (a), the magnitude (b) and direction of the depth-averaged tidal current (c) at station B2

2 相关理论与数据分析方法

2.1 剪切应力计算的“方差法”

利用声学流速剖面观测资料计算水体中剪切应力的“方差法”最早由Lohrmann等^[25]提出。Stacey等^[5]与Lu和Lueck^[6]对该方法进行了发展,并首先将之应用到陆架浅海。目前,该方法已被广泛应用于陆架浅海与河口海湾中剪切应力的估计^[7-11,26-27]。

方差法将 ADCP 在 beam 坐标系下记录的原始流速 b_i ($i = 1, 2, 3, 4$) 进行雷诺分解, 即分解为平均流速和湍流脉动之和, $b_i = \bar{b}_i + b_i'$ ($i = 1, 2, 3, 4$)。利用 b_i 与笛卡尔坐标系下 3 个正交流速分量 u, v, w 间的几何关系以及水平剪切应力的定义, 可得

$$\frac{\tau_x}{\rho} = -\overline{u'w'} = \frac{\text{var}(b_4') - \text{var}(b_3')}{2\sin 2\theta} \quad (1)$$

$$\frac{\tau_y}{\rho} = -\overline{v'w'} = \frac{\text{var}(b_2') - \text{var}(b_1')}{2\sin 2\theta} \quad (2)$$

其中: τ_x 和 τ_y 分别为水平剪切应力矢量在 x 和 y 方向上的分量; $\text{var}(b_i')$ 为 b_i' 的方差; θ 为观测中所用 ADCP 4 个 beam 方向与仪器中心轴 (即 z 方向) 的夹角, 在本实验中为 20° 。

基于流体力学中普遍采用的 Boussinesq 湍流似黏性假设^[28], 并忽略垂直混合在水平方向上的各向异性, 可由水平剪切应力分量与平均流速剪切分量计算垂直涡黏性系数, 即

$$A_z = -\overline{u'w'}/\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \quad (3)$$

或

$$A_z = -\overline{v'w'}/\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \quad (4)$$

其中: \bar{u} 和 \bar{v} 分别为平均流在 x 和 y 方向上的分量。实际观测研究表明, 由于测量、计算误差等各种因素, 剪切应力与平均流剪切的方向并非总是一致, 特别是当流速剪切与剪切应力很小时, 有时甚至出现二者反向的情况。为避免这一问题, A_z 可由下式计算获得

$$A_z = P / \left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (5)$$

式中: $P = \tau_x \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \tau_y \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} = -\rho (\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \overline{v'w'} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z})$, 为由平均流速剪切与剪切应力相互作用而造成生的湍动能生成率, 表征动能由平均流向湍流转化的速率。

上述实测流速的雷诺分解中时间窗长度的选取, 需要同时考虑两方面的因素。一方面, 基于方差法计算剪切应力的 1 个基本假定是在 4 个 beam 所展布的水平范围内湍流统计量具有一致性, 因此用于分离平均流和湍流脉动的时间窗的长度不宜过短, 否则计算中会低估大涡对剪切应力的贡献; 另一方面, 实际研究中的平均流并非定常流, 而是存在非常显著的周期性变化, 因此时间窗的长度不宜过长, 否则时间窗内实际平均流存在明显的变化。研究表明, 在半月分潮显著占优的陆架浅海, 选取 10 min 作为时间窗的长度是比较合理的^[7, 29]。

2.2 对数层与垂直涡黏性系数的抛物型分布

在充分发展的海洋底边界层内, 在底上一定范围内, 存在平均流速随离底距离增加呈对数分布的一层, 称为对数层^[12], 即

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(z/z_0) \quad (6)$$

其中: u 为平均流速; z 为离底高度; $\kappa = 0.41$, 为 von Karman 常数; z_0 为海底粗糙度; u_* 为海底摩擦速度。观测表明, 在对数层内剪切应力近似为常数, 记为 $\tau = \rho u_*^2$, 且等于底应力, 因此对数层也称为常应力层。

不失一般性, 采用底拖曳应力的二次率参数化方法, 即 $\tau_b = C_d |U|U$, 则可由方差法计算得到的近底层剪切应力求得底拖曳系数。

在对数层内, 水平流速的垂向剪切可以写成 $\partial u / \partial z = u_* / \kappa z$ 。在涨、落急时刻水体加速度很小, 运动方程中主要是压强梯度力项和底摩擦力项相平衡, 剪切应力自海底 ($\tau_b = \rho u_*^2$) 到海面 ($\tau_s = 0$) 近似呈线性衰减^[7], 因此底上 z 处的垂直涡黏性系数为:

$$A_z = \frac{\tau}{\rho(\partial u / \partial z)} = \frac{\tau_b(1-z/h)}{\rho(u_* / \kappa z)} = \kappa u_* z(1 - \frac{z}{h}) \quad (7)$$

式中: τ 为底上 z 处的剪切应力。上式表明, 在涨、落急时刻垂直涡黏性系数在垂向上呈抛物线型分布, 最大值出现在水体中部。

2.3 底拖曳应力估计的动量平衡法

在狭长海湾中, 受岸界和地形的约束, 流动主要沿海湾轴向, 潮动力平衡方程可写为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_s - \tau_b}{h} \quad (8)$$

其中: U 为沿海湾轴向的深度平均流速; $h = H + \eta$, 为瞬时水深; H 和 η 则分别为平均水深和海面起伏; τ_s 和 τ_b 分别表示海表风应力和海底拖曳应力。考虑到垂直海湾轴向的流速很小, 方程中已略去科氏力项。同时, 考虑到观测期间风速很小 ($2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 左右), 方程中的海表风应力项亦可忽略。于是, 一维潮动力平衡方程可简写为

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\tau_b}{h} \quad (9)$$

上式中等号左端的局地加速度项和平流加速度项与等号右端的压强梯度力项均可由实测资料计算获得, 因此可以通过上式诊断出底拖曳应力, 同时利用其二次率形式, 求得底拖曳系数。

3 结果与分析

3.1 垂直涡黏性系数

图 3 所示为 B2 站垂直涡黏性系数 A_z 的时间-深度图。可以看出, 在象山港这样 1 个 M_2 分潮流占优的海区, A_z 呈现出 M_4 潮周期, 其潮内变化非常显著, 涨潮时大于落潮时, 潮差大时大于潮差小时。在垂向上, A_z 的涨-落潮不对称也非常明显, 涨潮时水体上下 A_z 都比较高 (平均为 $\sim 2.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$), 而落潮时 A_z 的高值 ($\sim 1.6 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) 只分布在近底层。而且流急时

刻 A_z 的最大值多分布在观测范围底层, 只有当涨潮历时较长时, 才出现在水体中部, 这是因为在象山港动量平衡方程中, 平流加速度项在涨、落急时刻跟底摩擦项不存在量级上的差异, 不能被完全忽略(详见本文 3.2)。但当涨潮流较大时, 底摩擦项大于平流项, 动量平衡方程中主要是压强梯度力项和底摩擦项平衡, A_z 开始呈抛物线状分布, 其最大值出现在底上 4 m 处, 约为 $5.4 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。

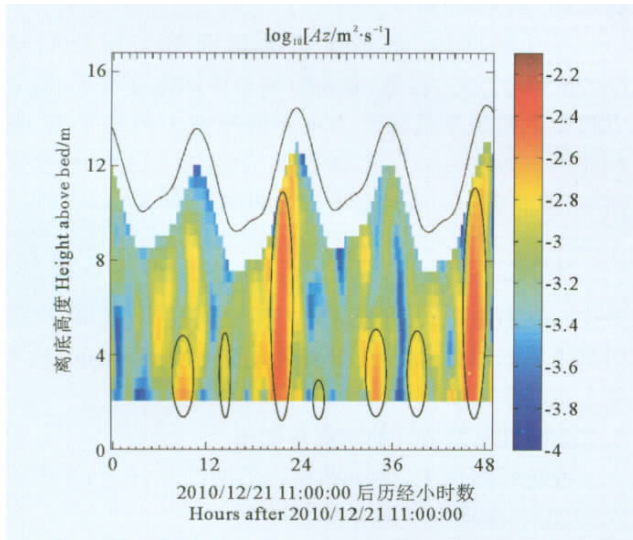
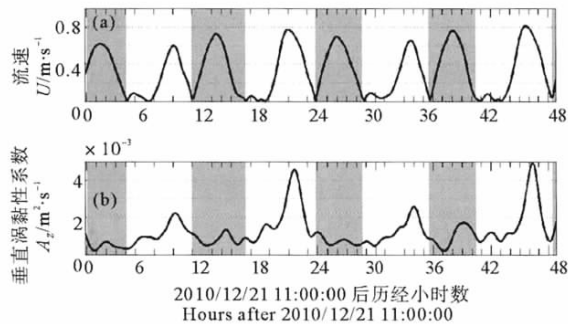


图3 B2站 A_z 的时间-深度图

Fig. 3 Time series of the vertical profile of A_z at station B2



(图中阴影所示为落潮阶段。The shaded segments are during ebbing tide.)

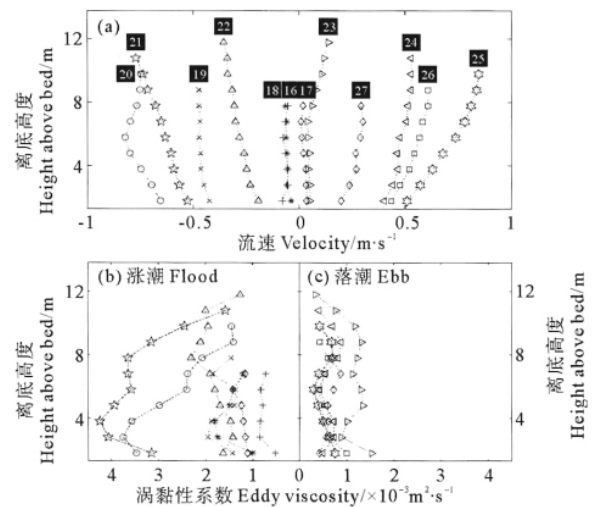
图4 B2站垂向平均流速(a)和距底4 m 以下垂向平均 A_z (b)的时间序列

Fig. 4 Time series of the depth-averaged tidal current (a) and near-bottom averaged A_z (b) at station B2

如图4所示, 尽管涨潮历时远大于落潮历时, 但由于涨潮流双峰现象的存在, 涨潮流与落潮流的峰值大致相当, 同时象山港潮日不等现象明显, 涨、落潮流都存在明显的周日变化。将距底4 m 以下 A_z 做深度平均, 发现其同流速大小存在很好的相关, 涨、落急时刻较大, 高、低平时刻较小, 周日不等现象也非常显著。与流速不同, A_z 的峰值存在很强的涨-落潮不对称, 涨潮时明显大于落潮时。当涨潮流较大时 (~ 0.8

$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), A_z 约为 $5.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 而当落潮流较大时 ($\sim 0.8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), A_z 则只有 $1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; 当涨潮流较小时 ($\sim 0.6 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$), A_z 约为 $2.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 而当落潮流较小时, A_z 则接近平潮时的量值。

这种不对称性在图5中也有很好的体现。平潮时, 表底流速都很小, 涨、落潮时, 底摩擦随之增大, 潮流自表向底递减。值得注意的是, 涨急时刻流速的最大值出现在水体中部, 而不是表层, 这是动量平衡方程中各驱动力项在垂向上的变化引起的^[3]。水体中 A_z 随潮流的变化而变化, 但其极值的出现落后于潮流约 1 h。在 1 个潮周期的多数时间里, 水体的垂直涡黏性系数上下变化不大。涨急时, 流速增大, A_z 随之增大, 在垂向上开始呈抛物线状分布, 最大值出现在离底 4 m 左右。虽然落急时流速和涨急时量级相当, 但其垂直涡黏性系数只有涨急时的约 1/3, 且并没有表现出明显的垂向结构。



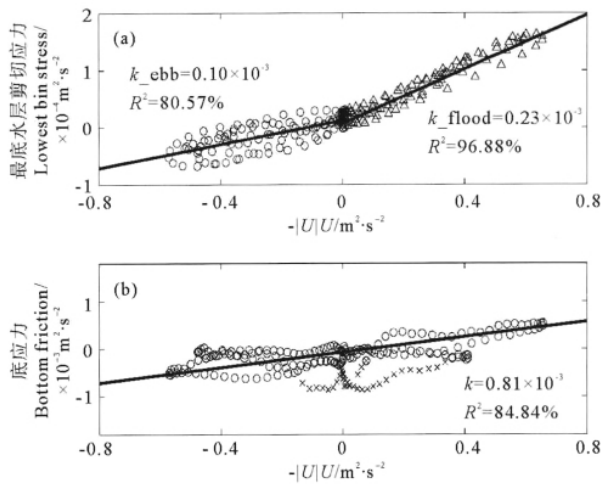
(图(a)为 B2 站一个潮周期内流速的垂向结构, 顶端数字代表 2010/12/21 11:00 后历经的小时数; 图(b)和图(c)分别为对应时刻 A_z 的垂向分布, 其中图(b)代表涨潮时刻, 而图(c)为落潮时刻。(a) Shows the vertical profile of tidal current during one tidal period at station B2, the numbers at the top are hours after 12/21/2010, 10:00. (b) and (c) are the corresponding profiles of A_z during flood and ebb tide, respectively.)

图5 一个潮周期内潮流和 A_z 的垂向分布

Fig. 5 Vertical profiles of tidal current and A_z during one tidal period

3.2 底拖曳系数

如前所述, 基于所得观测资料, 可以通过 2 种方法来计算底拖曳应力进而获得底拖曳系数的估计。其一, 利用剪切应力在近底层近似为常数的性质, 由方差法计算得到的近底层 ($z=2 \text{ m}$) 剪切应力近似表征底拖曳应力; 其二, 利用 B1、B2 站流速的直接观测以及 3 个站位间的水位梯度信息由动量平衡法诊断出底拖曳应力。



(图(a)中的底拖曳应力由方差法求得;图(b)中的则由动量平衡法求得。The bottom friction in (a) is calculated with variance method while it is calculated from dynamical balance equation in (b).)

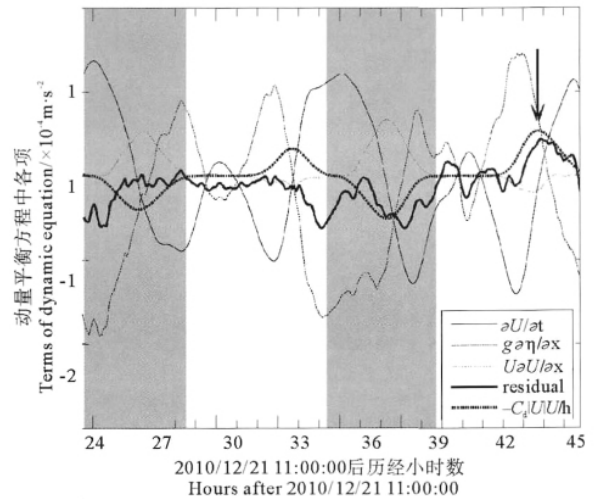
图 6 底拖曳系数的线性回归分析

Fig. 6 The linear regression analysis of bottom friction

如图 6a 所示为 B2 站由方差法得到的距底 2 m 处剪切应力与 $-|U|U$ 的点聚图,涨潮与落潮阶段具有明显不同的斜率,虽然涨、落潮流的量值接近,但涨潮时底层剪切应力是落潮时的 2 倍,由此而得到涨、落潮阶段不同的回归系数,分别为 0.23×10^{-3} 和 0.10×10^{-3} 。局地底地形的变化很有可能是造成这种涨、落潮不对称的主要原因^[10]。线性拟合结果不同的相关系数则反映了涨、落潮阶段底层剪切应力不同的潮际变化,涨潮时较小,落潮时较大。

如图 6b 所示为由动量平衡法诊断的底拖曳应力和 $-|U|U$ 的点聚图,可以看出,涨、落潮流阶段并不存在明显的不对称,在涨、落潮流大小相近的情况下,底拖曳应力的量值也非常相近,线性拟合得到的底拖曳系数为 0.81×10^{-3} 。需要指出的是,图中叉号代表的数据点并没有参与线性拟合,因为在速度接近 0 的情况下计算得出较大的底拖曳应力并不合理。

上述结果表明,2 种方法计算所得底拖曳系数具有非常显著的差别,究其原因,是因为这 2 种方法得到的底应力具有不同的物理意义。由方差法计算剪切应力仅利用了局地(B2)的高频湍流脉动数据,这时近似得到的底应力为界面阻力,象山港底部沉积物主要为粉砂质粘土^[30],海底粗糙度较小,从而界面阻力较小。而基于动量平衡方法诊断底拖曳应力不仅利用了 B2 的平均流速数据,还同时利用了 B1 的平均流速数据和 3 个站点的水位梯度信息,诊断得到的底应力包含了海区形状阻力的贡献,为某段海区海底对流动的平均阻滞效应,其与界面阻力的差异反映了形阻对底摩擦的贡献。象山港岸线曲折,底形复杂,形阻对底应力的贡献颇大。



(图中灰色阴影所示为落潮阶段,箭头所指为 A_z 在垂向呈现抛物线分布的时刻。The shaded segments are during ebb tide, and the arrow points to the time when the A_z profile exhibited a parabolic-like form.)

图 7 底拖曳系数取 0.81×10^{-3} 时动量平衡方程中各项的时间序列

Fig. 7 Time series of each term in momentum equation with $C_d = 0.81 \times 10^{-3}$

尽管象山港平均水深只有 10 m,但经方差法和动量平衡法得到的底拖曳系数均小于 Lu 和 Zhang^[17] 所估计的渤、黄、东海平均底拖曳系数。众所周知,在渤、黄、东海均分布有大面积的泥质区,同时也有相当面积的粗颗粒沉积区^[30],在底质类型相似的情况下,底拖曳系数确与水深大致呈反相关关系。然而象山港整个海底几乎布满细颗粒沉积物,尽管其平均水深较渤、黄、东海更浅,但较低的海底粗糙度使其底拖曳系数更小,说明底拖曳系数不仅与水深有直接的联系,海底底质的影响也不可忽略。

图 7 中展示了底拖曳系数取 0.81×10^{-3} 时动量平衡方程中各项随时间的变化,图中所示第 1 个 M_2 分潮周期内,底摩擦项和动量平衡方程中其他项之和(余项)存在位相上的差异,甚至出现了反向的情况。在第 2 个潮周期内,潮流更大,底摩擦项和余项位相基本一致,且量值相当。在象山港动量平衡方程中,压强梯度力项大致和局地加速度项平衡,底摩擦项大致和平流加速度项平衡,但是前者较大,后者较小。其中,压强梯度力项在其峰值附近伴有一些高频振荡,涨潮和落潮阶段各存在 2 个和 1 个峰值,分别驱动涨、落潮流形成双、单峰结构。平流加速度项存在明显的涨、落潮不对称,涨潮时较小,落潮时较大。又因为涨、落潮流的量值比较接近,所以底摩擦项在落潮阶段与平流加速度项大致相当,而在涨潮阶段则明显大于平流加速度项。

4 结语

本文通过分析象山港2个周日连续观测获得的潮位、潮流资料,研究了其垂直涡黏性系数和底摩擦系数的量值特征,既丰富了对中国陆架海垂直涡黏性系数和底拖曳系数的认识,也为在此海区发展高精度三维数值模型提供了定量参照。本文同时证实了方差法和动量平衡法在此类强潮狭长海湾中应用的可行性,为在相似海区进行垂直涡黏性系数和底拖曳系数的估计提供了方法依据。

从结果来看,象山港垂直涡黏性系数与潮流存在很好的相关,涨、落急时较大,高、低平时较小,且存在明显的周日不等现象。但其峰值存在明显的涨-落潮不对称,涨急时明显大于落急时,且涨急时水体上下垂直涡黏性系数都比较高,而落急时高值只出现在离底5 m以下。涨急时垂直涡黏性系数在垂向上大致呈抛物线分布,最大值出现在离底4 m左右,约为 $5.4 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$,落急时其量值较小,垂向结构不明显。

本文分别基于方差法和动量平衡方程估计了象山港的底拖曳系数,二者差别明显。基于方差法算得涨、落潮时的底拖曳系数分别为 0.23×10^{-3} 和 0.10×10^{-3} ,而基于动量平衡方程得到的底拖曳系数涨落潮阶段并无明显变化,平均值为 0.81×10^{-3} 。这2种方法得到的底拖曳系数分别表征了肤面摩擦和包含了形阻的底摩擦的作用,前者对研究海岸侵蚀和沉积物的再悬浮、输运有重要意义,而后者对在一定范围内取平均底拖曳系数的数值模型具有很好的参考作用。

当底拖曳系数取 0.81×10^{-3} 时,象山港沿海湾轴向的动量平衡方程主要是压强梯度力项和局地加速度项相平衡,底摩擦项和平流加速度项也有显著的贡献。除底摩擦项外,其余3项均存在明显的涨-落潮不对称,其中平流加速度项涨潮时较小,落潮时较大,压强梯度力项落潮时只有1个峰值,涨潮时却有一大一小2个峰值,这可能造成是象山港潮流存在涨潮双峰落潮单峰现象的直接原因。

参考文献:

[1] Davies A M, Gerritsen H. An intercomparison of three-dimensional tidal hydrodynamic models of the Irish Sea [J]. *Tellus A*, 1994, 46(2): 200-221.

[2] Davies A M, Xing J. An intercomparison and validation of a range of turbulence energy schemes used in three dimensional tidal models [C]. // *Coastal and Estuarine Studies: Qualitative skill assessment for coastal ocean models*. Washington, D. C.: American Geophysical Union, 1997: 71-95.

[3] Guo X Y, Yanagi T. Three-dimensional structure of tidal current in the East China Sea and the Yellow Sea [J]. *J Oceanogr*, 1998, 54(6): 651-668.

[4] Kang J W, Jun K S. Flood and ebb dominance in estuaries in Korea [J]. *Estuar Coast Shelf Sci*, 2003, 56(1): 187-196.

[5] Stacey M T, Monismith S G, Burau J R. Measurements of Reynolds stress profiles in unstratified tidal flow [J]. *J Phys Oceanogr*, 1999, 29(8): 1950-1970.

[6] Lu Y Y, Lueck R G. Using a broadband ADCP in a tidal channel. Part I: Mean flow and shear [J]. *J Atmos Ocean Tech*, 1999, 16(11): 1556-1567.

[7] Rippeth T P, Williams E, Simpson J H. Reynolds stress and turbulent energy production in a tidal channel [J]. *J Phys Oceanogr*, 2002, 32(4): 1242-1251.

[8] Rippeth T P, Simpson J H, Williams E, et al. Measurement of the rates of production and dissipation of turbulent kinetic energy in an energetic tidal flow: Red Wharf Bay revisited [J]. *J Phys Oceanogr*, 2003, 33(9): 1889-1901.

[9] Souza A J, Alvarez L G, Dickey T D. Tidally induced turbulence and suspended sediment [J]. *Geophys Res Lett*, 2004, 31(20): L20309.

[10] Howarth M J, Souza A J. Reynolds stress observations in continental shelf seas [J]. *Deep Sea Res, Part II*, 2005, 25(9-10): 1075-1086.

[11] Peters H, Johns W E. Bottom layer turbulence in the Red Sea outflow plume [J]. *J Phys Oceanogr*, 2006, 36(9): 1763-1785.

[12] 刘志宇, 魏皓. 黄海潮流底边界层内湍动能耗散率与底应力的估计 [J]. *自然科学进展*, 2007, 37(3): 362-369.

[13] Lozovatsky I, Liu Z Y, Wei H, et al. Tides and mixing in the northwestern East China Sea, Part II: Rotating and reversing tidal flows [J]. *Continent Shelf Res*, 2008, 28(2): 318-337.

[14] Lozovatsky I, Liu Z Y, Wei H, et al. Tides and mixing in the northwestern East China Sea, Part II: Near-bottom turbulence [J]. *Continent Shelf Res*, 2008, 28(2): 338-350.

[15] Liu H, Wu C Y, Xu W M, et al. Contrasts between estuarine and river systems in near-bed turbulent flows in the Zhujiang (Pearl River) Estuary, China [J]. *Estuar Coast Shelf Sci*, 2009, 83(4): 591-601.

[16] 刘欢, 吴超羽, 许炜铭, 等. 珠江河口底边界层湍流特征量研究 [J]. *海洋工程*, 2009, 27(1): 62-76.

[17] Lu X Q, Zhang J C. Numerical study on spatially varying bottom friction coefficient of a 2D tidal model with adjoint method [J]. *Continent Shelf Res*, 2006, 26(16): 1905-1923.

[18] 曹欣中, 唐龙妹, 张月秀. 象山港水文特征及纳污能力的分析 [J]. *东海海洋*, 1995, 13(1): 10-19.

[19] 董礼先, 苏纪兰. 象山港盐度分布和水体混合: I 盐度分布和环流结构 [J]. *海洋与湖沼*, 2000, 31(2): 151-158.

[20] 高抒, 谢钦春. 浙江象山港潮汐汉道细颗粒物物质的沉积作用 [J]. *海洋学报*, 1990, 12(4): 463-469.

[21] 董礼先, 苏纪兰. 象山港潮波响应和变形研究: I 观测和分析 [J]. *海洋学报*, 1999, 21(1): 1-10.

[22] 董礼先, 苏纪兰. 象山港潮波响应和变形研究: II 象山港潮波数值研究 [J]. *海洋学报*, 1999, 21(2): 1-8.

[23] 董礼先, 苏纪兰. 象山港潮波响应和变形研究: III 潮滩位置和平流效应对 M4 分潮的作用 [J]. *海洋学报*, 1999, 21(3): 1-6.

[24] 朱军政. 象山港三维潮流特性的数值模拟 [J]. *水力发电学报*, 2009, 28(3): 145-151.

[25] Lohrmann A, Hackett B, Roed L P. High resolution measure-

- ments of turbulence, velocity, and stress using a pulse-to-pulse coherent sonar[J]. *J Atmos Ocean Tech*, 1990, 7(1): 19-37.
- [26] Rosman J H, Hench J L, Koseff J R, et al. Extracting reynolds stresses from acoustic doppler current profiler measurements in wave-dominated environments [J]. *J Atmos Ocean Tech*, 2008, 25(2): 286-306.
- [27] Kirincich A R, Lentz S J, Gerbi G P. Calculating reynolds stresses from ADCP measurements in the presence of surface gravity waves using the cospectra-Fit method [J]. *J Atmos Ocean Tech*, 2009, 27(5): 889-907.
- [28] Kundu P K, Cohen I M. *Fluid Mechanics*[M]. 4th ed. Oxford: Elsevier, 2008: 124-128.
- [29] Simpson J H, Fisher N R, Wiles P. Reynolds stress and TKE production in an estuary with a tidal bore[J]. *Estuar Coast Shelf Sci*, 2004, 60(4): 619-627.
- [30] Bian C W, Jiang W S, Song D H. Terrigenous transportation to the Okinawa Trough and the influence of typhoons on suspended sediment concentration[J]. *Continent Shelf Res*, 2010, 30(10-11): 1189-1199.

Estimation of Vertical Eddy Viscosity and Bottom Drag Coefficients in Tidally Energetic Narrow Bay

XU Peng¹, LIU Zhi-Yu², MAO Xin-Yan³, JIANG Wen-Sheng¹

(1. The Key Laboratory of Physical Oceanography, Ministry of Education, Ocean University of China, Qingdao 266100, China; 2. State Key Laboratory of Marine Environmental Science, College of Ocean & Earth Sciences, Xiamen University, Xiamen 361005, China; 3. College of Physical and Environmental Oceanography, Ocean University of China, Qingdao 266100, China)

Abstract: The accurate quantification of vertical momentum exchange and bottom drag poses the major difficulty in regional ocean modeling, to which in-situ observations may provide the most effective reference. In this paper, the vertical eddy viscosity and bottom drag coefficient were estimated with two-day-long measurements of tidal elevation, currents and turbulence data, which were conducted by using three bottom-mounted quadrapods located along the major axis of a tidally energetic narrow bay, the Xiangshan Bay, East China Sea. The flow in the bay was predominantly driven by the M_2 constituent. It was found that the vertical eddy viscosity coefficient (A_z) experienced evident tidal variations, approximately at a frequency of M_4 . There was also pronounced flood-ebb asymmetry in A_z , being larger in flood and smaller in ebb. The vertical profile of A_z roughly followed a parabolic form, with a maximum value of about $5.4 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ at a height of 4 meters above the bottom. The mean bottom drag coefficient estimated with the variance method and the dynamical balance method were 0.17×10^{-3} and 0.81×10^{-3} , respectively. This indicated that the form drag due to irregular topography was much larger than the skin friction. The suggest was given that the effects of form drag should be fully taken into consideration in hydrodynamic simulations.

Key words: tidally energetic narrow bay; vertical eddy viscosity; bottom drag coefficient; variance method; dynamical balance method

责任编辑 庞 旻