

论文

强潮海湾中的湍流与混合: 观测与数值模拟

连强^{①②}, 刘志宇^{①②*}

① 厦门大学海洋与地球学院物理海洋学系, 厦门 361102;

② 近海海洋环境科学国家重点实验室, 厦门 361102

* 联系人, E-mail: zyliu@xmu.edu.cn

收稿日期: 2014-12-26; 接受日期: 2015-03-06; 网络版发表日期: 2015-06-25

国家自然科学基金项目(批准号: 41006017, 41476006)和福建省自然科学基金项目(编号: 2015J06010)资助

摘要 对垂直剪切应力(雷诺应力)、湍动能剪切生成率与湍动能耗散率以及垂直涡黏性系数等湍流参数的现场观测与数值模拟, 是理解强潮海湾中垂直混合过程及其动力与生物地球化学效应的基础. 利用坐底 ADCP 流速观测资料、湍流剖面观测资料以及二阶湍流封闭模型, 本文对一典型强潮海湾(厦门湾)中的湍流混合过程进行了观测与数值模拟研究. 观测结果表明: 在 M_2 分潮占优的厦门湾中, 湍动能剪切生成率与湍动能耗散率等湍流参数呈现明显的 M_4 分潮周期, 并具有显著的涨-落潮不对称性, 涨潮时强, 落潮时弱. 在涨潮期间, 整个水体在垂向上近似混合均匀, 湍动能剪切生成率和垂直涡黏性系数的垂向平均值分别达到 $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$ 和 $2 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$; 在落潮期间, 强湍流则主要局限于厚度为 5~8 m 的底边界层内, 且湍流强度随离底距离的增大而逐渐减小. 基于重力位能异常控制方程的分析表明, 潮流拉伸是造成湍流强度涨-落潮不对称性的主要原因, 潮混合的贡献较小. 基于二阶湍流封闭模型的模拟结果与实测结果的对比分析表明, 在弱层化强潮海湾中, 二阶湍流封闭模型能够较好地模拟湍动能耗散率与垂直涡黏性系数等湍流参数的垂向结构与潮内变化; 模拟结果与实测值之间的差异主要源于一些理想化的模型假设和数学近似.

关键词

强潮海湾
湍流混合
二阶湍流封闭模型
湍动能耗散率
垂直涡黏性系数

湍流混合是潮驱海湾中水体垂直交换的主要物理过程. 混合过程引起的物质、动量与能量输运不仅影响着湾内水体的垂向结构, 同时也是湾内众多物理与生物地球化学过程的重要控制因子. 对湍流通量的准确量化是湍流混合现场观测与数值模拟研究的核心. 近年来, 随着高频宽带 ADCP 的发展与商业化湍流剖面仪的出现与广泛应用, 陆架海及近岸河口海湾中湍流混合的观测研究取得了重要进展, 已

逐步实现对湍动能剪切生成率、湍动能耗散率等湍流参量的准同步观测(Rippeth等, 2003; Liu等, 2009; Simpson等, 2009; Lucas等, 2014). 这使得从根本上理解强潮海湾中湍流混合特征与机理, 并从湍流能量平衡与混合的角度直接检验湍流封闭模型的适用性成为可能.

高频宽带 ADCP 利用声学多普勒效应测量 beam 坐标下的流速分量. 根据这些原始流速数据, 由“方

中文引用格式: 连强, 刘志宇. 2015. 强潮海湾中的湍流与混合: 观测与数值模拟. 中国科学: 地球科学, 45: 1043-1053

英文引用格式: Lian Q, Liu Z Y. 2015. Turbulence and mixing in a freshwater-influenced tidal bay: Observations and numerical modeling. Science China: Earth Sciences, doi: 10.1007/s11430-015-5093-7

差法”可以计算雷诺应力和垂直涡黏性系数等湍流参数. Lohrmann等(1990)首先运用该方法对一海湾中的湍流混合特征进行了观测研究, 随后Lu等(1999a, 1999b), Stacey等(1999a, 1999b)以及Rippeth等(2003)进一步发展了该方法, 并将其运用到陆架浅海与河口海湾中.

湍流剖面仪(Dewey等, 1987; Prandke等, 1998)利用流速剪切探头测量微尺度流速剪切. 根据这些流速数据, 基于湍流的“各向同性假设”可以计算湍动能耗散率等湍流参数. Lueck等(2002)系统地回顾了这类湍流观测技术的发展历史, 并详细介绍了相关仪器的工作原理与使用方法. 目前, 湍流剖面观测已经被广泛运用于各陆架海区(Simpson等, 1996; Liu等, 2009)与河口海湾(Fisher等, 2002)的研究中.

在海洋数值模拟中, 传统上对湍流混合过程的描述主要通过采用简单的经验模型来实现, 如假定混合参数为常数(Kraus和Turner, 1967)或给定半经验性公式(Simpson等, 1991)等. 这类模型通常比较理想化, 因而无法准确刻画一些复杂的物理过程. 在实际运用中, 常采用一些高阶的湍流统计模型, 如二阶湍流封闭模型来模拟局部湍流混合过程, 模型模拟的湍流参量可以与实测值进行直接比较(Burchard和Bolding, 2001; Umlauf和Burchard, 2005). 基于这种观测与模拟相结合的方法, 本文对弱层化强潮海湾中湍流混合过程进行综合的观测与数值模拟研究.

1 观测区域与观测资料

厦门湾位于福建省东南部沿海(图1), 台湾海峡西岸, 是一个典型的半封闭型强潮海湾. 海湾水域面积约为 900 km^2 , 大部分水深在 $5\sim 20 \text{ m}$. 海湾大致呈西北-东南走向, 湾内地形复杂且岛屿众多, 包括厦门岛、鼓浪屿以及金门诸岛等. 厦门湾的潮汐以半日潮为主, 潮流为正规半日往复型潮流, 最大潮流流速约为 1.5 m s^{-1} , 最大潮差约为 6.0 m . 潮流是厦门湾水体运动的主要形式, 也是湾内湍流混合的主要能量来源. 在潮流往复运动过程中, 外海高盐水进入海湾并与陆源淡水相互混合, 形成强潮河口海湾特有的温盐结构.

本文所使用的数据为2011年3月17~19日在厦门湾获得的50 h定点连续观测资料. 观测区域为($24^{\circ}25.91'\sim 24^{\circ}26.14'\text{N}$, $118^{\circ}03.63'\sim 118^{\circ}03.76'\text{E}$), 区域平均水深约 20 m (图1). 主要包括在两个连续站A1与A2所进行的锚系观测和在一个剖面站M3所进行的湍流剖面观测. 观测站点A1位于鼓浪屿西南侧, 与岸线相距 200 m 左右, 观测期间平均水深 19.4 m , 使用一台坐底RDI 300 kHz ADCP, 采样时间间隔为 2 s , 观测层厚为 1.0 m , 采样时间为北京时间17日13:00~19日15:00. A2站位于湾口附近, 与A1站相距约 480 m , 平均水深 21.6 m , 所使用的仪器为一台坐底RDI 600 kHz ADCP, 采样时间间隔为 2 s , 观测层厚为 0.5 m , 采样时间为北京时间17日13:00~18日

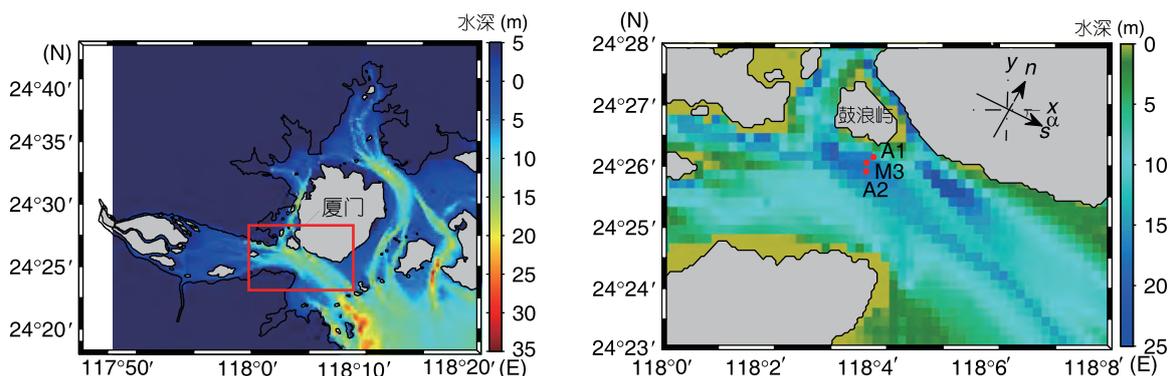


图1 观测区域与观测站位

水深的参考值为理论最低潮位. 观测站位 A1 和 A2 为 ADCP 流速观测站, M3 为 MSS-60 湍流剖面观测站. 分析中已将流速等矢量由局地地球坐标 x - y 分量转换为潮流主流向坐标 s - n 分量, 两坐标系间的夹角为 α

13:00. M3站位于A1和A2站中间, 平均水深20.1 m, 每隔30分钟使用1台MSS-60湍流剖面仪连续进行3次湍流剖面观测(用时2~3 min), 观测时间为北京时间17日13:00~19日15:00.

在观测期间, 海况良好、风力较小(海面以上10 m处平均风速 $\bar{W}_{10} \approx 2.0 \text{ m s}^{-1}$), 海表风应力相对于潮流所引起的底拖曳力可以忽略. 如图2(a)所示为A1站距离底部4.73 m以上的10 min平均流速. 可以看出, 厦门湾湾内的流动主要为往复型潮流, 流向呈西北-东南走向, 大致与相邻的鼓浪屿岸线平行. 如图2(b)所示为A1站流速作潮流调和的结果. 分析中除考虑显著占优的M₂分潮外, 还考虑了其他5个主要的分潮, 即O₁, K₁, S₂, M₄与MS₄, 图中选取底下4.73 m处流速为例. 可以看出, 实测流速分量与调和分析所得潮流流速分量非常一致, 且流速 u_s 显著大于 u_n , 大潮期间 u_s 可达 0.8 m s^{-1} , 表明A1站及其邻近海域潮流很强, 厦门湾属于典型的强潮海湾.

2 数据分析方法与数值模型

2.1 ADCP beam 流速观测与“方差法”

ADCP在beam坐标下所记录的4个原始流速分量 $b_i (i=1, \dots, 4)$ 可以分解为平均流速与脉动流速之和, 即 $b_i = \langle b_i \rangle + b_i'$. 其中, $\langle b_i \rangle$ 表示平均流速(本文中取10 min

平均), b_i' 表示脉动流速. 若记 b_1 和 b_2 所在平面为 x - z 平面, b_3 和 b_4 所在平面为 y - z 平面, 则可由 b_i' 的方差来计算水平雷诺应力的两个正交分量(Stacey等, 1999):

$$\frac{\tau_x}{\rho} = -\langle u'w' \rangle = \frac{\langle b_2'^2 \rangle - \langle b_1'^2 \rangle}{2 \sin 2\theta}, \quad (1)$$

$$\frac{\tau_y}{\rho} = -\langle v'w' \rangle = \frac{\langle b_4'^2 \rangle - \langle b_3'^2 \rangle}{2 \sin 2\theta}, \quad (2)$$

式中, (u', v', w') 表示笛卡儿坐标系下的脉动流速; $\langle b_i'^2 \rangle$ 表示beam坐标下脉动流速的方差; θ 表示ADCP的4个beam相对于仪器中心轴的角度(对于本文所使用的ADCP, $\theta=20^\circ$). 由此, 可以计算出A1和A2站的雷诺应力.

雷诺应力在与平均流速剪切相互作用的过程中, 不断的将能量从平均流转化到湍流, 其转化速率称为湍动能剪切生成率 P , 即

$$P = -\langle u'w' \rangle \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} - \langle v'w' \rangle \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z}, \quad (3)$$

式中, $\langle u'w' \rangle$ 和 $\langle v'w' \rangle$ 可以由式(1)和(2)求出, $\partial \langle u \rangle / \partial z$ 和 $\partial \langle v \rangle / \partial z$ 表示ADCP实测平均流速的垂向梯度.

湍流混合中另一重要的参数为垂直涡黏性系数 ν_t . 根据 Boussinesq 湍流似黏性假设(如 Schmitt, 2007), 在求出湍动能剪切生成率和平均流速剪切后, 可由下式计算垂直涡黏性系数 ν_t :

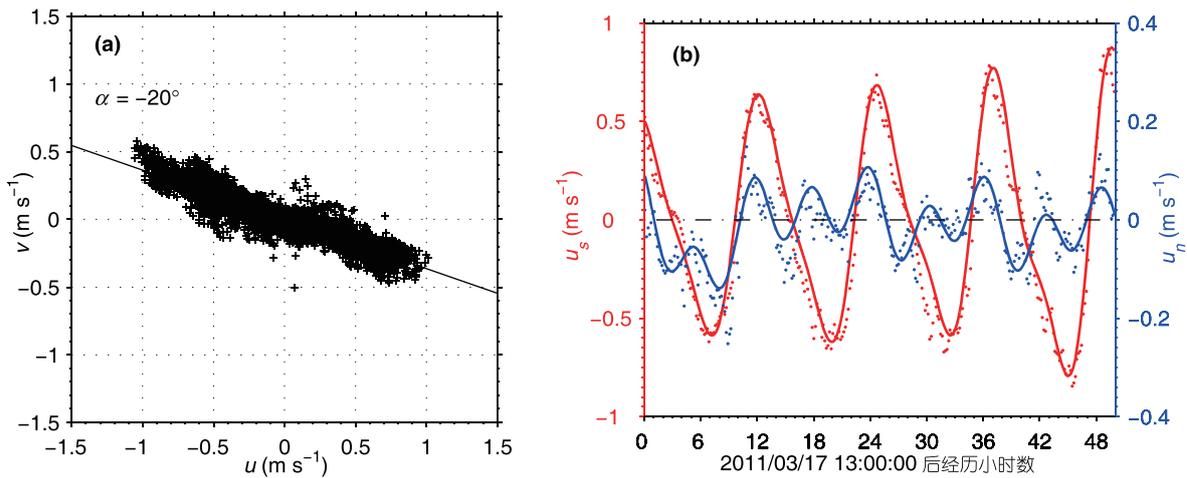


图2 A1站底部4.73 m以上的10 min平均流速(a)以及A1站流速作潮流调和的结果

(a) 角度 α 表示潮流主流向; (b) 底下4.73 m处实测流速 s 向分量 u_s (红点) 与 n 向分量 u_n (蓝点) 及其对应的潮流分量(红色与蓝色实线)

$$\nu_t = P / S^2 = P / \left[\left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (4)$$

式中, S^2 表示平均流速剪切的平方, 单位为 s^{-2} .

综上, 基于ADCP实测流速数据, 可由方差法计算出A1和A2站的雷诺应力 τ 、湍动能剪切生成率 P 和垂直涡黏性系数 ν_t 等湍流参数.

2.2 湍流剖面观测

湍流剖面仪在自由下降的过程中可以测量微尺度流速剪切(Prandke等, 1998). 基于这些流速数据, 并考虑湍流的“各向同性假设”, 可计算出湍动能耗散率 ε , 即

$$\varepsilon = \frac{15}{2} \nu \int_0^\infty E_{\partial u' / \partial z}(k) dk = \frac{15}{2} \nu \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right\rangle, \quad (5)$$

式中, ε 表示单位质量水体中湍动能的耗散速率, 单位为 $m^2 s^{-3}$ (或 $W kg^{-1}$); ν 表示海水的动力学黏性系数($\nu \approx 1.3 \times 10^{-6} m^2 s^{-1}$); $k = 2\pi/\lambda$ 表示垂向波数(λ 表示垂向波长); $E_{\partial u' / \partial z}(k)$ 表示水平脉动流速垂向剪切的波数谱; $\partial u' / \partial z$ 表示水平任意方向上流速分量的垂向剪切; $\langle \dots \rangle$ 表示空间平均或系综平均过程. 由此, 即由湍流剖面观测资料计算得到湍动能耗散率.

如果忽略湍动能的时空变化, 即引入湍动能的局地平衡假设, 有 $P=B+\varepsilon$, 表示湍动能剪切生成率 P 、浮力生成率 $B=(g/\rho)\langle \rho'w' \rangle$ 以及分子黏性耗散率 ε 相平衡. 在非层化水体中($B=0$), 上述平衡可以进一步简化为 $P=\varepsilon$, 即局地湍动能剪切生成与黏性耗散相平衡; 而在层化水体中($B>0$), 结合实际观测所得平均流速剪切的平方 S^2 和浮力频率的平方 $N^2=(-g/\rho_0)\partial \rho / \partial z$, 通过引入通量Richardson数 R_f 可以求得垂直涡黏性系数 ν_t 和扩散系数 ν_t' (Stacey等, 1999a):

$$\nu_t = \frac{1}{1-R_f} \frac{\varepsilon}{S^2}, \quad (6)$$

$$\nu_t' = \frac{R_f}{1-R_f} \frac{\varepsilon}{N^2} = \Gamma \frac{\varepsilon}{N^2}, \quad (7)$$

式中, 通量Richardson数 $R_f = B/P$; 混合效率 $\Gamma = R_f / (1-R_f)$. 一般情况下, Γ 并非常数, 而与湍流的生成机制和演化过程有关, 但目前对其变化规律的认识还非常有限. 一般认为, 对于层化不是太强或太弱的水体, 可以近似取 $\Gamma \approx 0.2$, 并由此计算出 ν_t 和 ν_t' .

2.3 二阶湍流封闭模型

二阶湍流封闭模型(以下简称SMC)的基本思想是直接求解湍流二阶张量的输运方程(Umlauf和Burchard, 2005). 以雷诺应力的输运方程为例, 若记 $u_1=u, u_2=v, u_3=w$, 则雷诺应力的输运方程可写为

$$D_t \langle u_i' u_j' \rangle - \psi_{ij} = P_{ij} + \Omega_{ij} + B_{ij} + \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij} \quad (i, j = 1, 2, 3), \quad (8)$$

式中, D_t 表示随体导数, P_{ij} 和 B_{ij} 分别表示雷诺应力的剪切生成项与浮力生成项, ψ_{ij} 和 Π_{ij} 分别表示湍动量在空间上和应力张量各分量中的重新分配, Ω_{ij} 表示地球旋转效应对湍动量再分配的影响, ε_{ij} 表示湍动量的黏性耗散速率. 对于以上各项的具体定义, 可参见Umlauf等(2005)的综述性文章, 此处不再赘述.

由式(8)可导出湍动能(TKE)的输运方程(即令 $i=j$):

$$\partial_t k - \partial_z \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \partial_z k \right) = P + B - \varepsilon, \quad (9)$$

式中, $k = 1/2 \langle u_i'^2 \rangle$ 表示单位质量水体所具有的湍动能, $P = 1/2 P_{ij}$ 表示湍动能的剪切生成率(同式(3)), $B = 1/2 B_{ij}$ 表示湍动能的浮力生成速率, $\varepsilon = 1/2 \varepsilon_{ij}$ 表示湍动能的黏性耗散速率.

类似地, 湍动能耗散率 ε 的输运方程亦可严格导出(Wilcox, 1998). 但由于其形式过于复杂, 且难于求解, 一般将其表示为

$$\partial_t \varepsilon - \partial_z \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \partial_z \varepsilon \right) = \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P + C_{\varepsilon 3} B - C_{\varepsilon 2} \varepsilon). \quad (10)$$

方程(9)和(10)构成了湍流数值模拟中广泛运用的 $k-\varepsilon$ 模型(Burchard等, 2001; Pope, 2000)(其他常用的二阶湍流封闭模型, 如Mellor-Yamada模型等, 在本质上与 $k-\varepsilon$ 模型是一致的, 通过适当的数学变换可以写成类似的形式). 模型中 $C_{\varepsilon 1}=1.44, C_{\varepsilon 2}=1.92, C_{\varepsilon 3}=1.0, \sigma_k=1.0, \sigma_\varepsilon=1.08$ 为经验参数, 而 ν_t 表示垂直涡黏性系数:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad (11)$$

式中, C_μ 为无量纲参数, 称为稳定性函数, 其作用是进一步刻画水体层化对涡黏性系数的影响(水体层化的影响已经在 k 和 ε 方程中的浮力生成率 B 中有所体现). 由此, 在二阶湍流封闭模型中, 二阶张量的所有信息被归结于稳定性函数 C_μ 中. 对于 C_μ 的不同参数化

过程, 产生了不同的二阶矩模型(Burchard和Bolding, 2001). 这里, 我们运用Canuto等(2001)提出的参数化方案来求解湍动能耗散率 ϵ 和垂直涡黏性系数 ν_t .

3 结果分析

3.1 雷诺应力

雷诺应力是湍流观测与数值模拟中一个重要物理量, 是分析其他湍流参数的基础. 为直观地显示雷诺应力随潮流的变化, 我们将由式(1)和(2)所计算的雷诺应力分量 (τ_x, τ_y) 转换到以潮流主流向为 x 轴正方向的坐标系下的分量 (τ_s, τ_n) . 这样, 对于厦门湾中的往复型潮流来讲, 主潮流方向上的雷诺应力 τ_s 为主要分量(结果表明 $|\tau_n| < 5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$, 远小于 $|\tau_s|$), 是垂直动量交换的主要物理过程.

如图3所示为A1和A2站 τ_s 与主潮流方向上流速剪切 $\partial u_s / \partial z$ 的时间-深度变化图. 可以看出, τ_s 具有显著的半周日变化, 且存在明显的涨-落潮不对称性, 涨潮时大于落潮时. 在涨潮期间, τ_s 为负(即 $\langle u'w' \rangle_s > 0$), 大小约为 $10 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$, 表明潮流与底边界相互作用造成向上的水平动量运输; 在落潮期间, τ_s 为正(即 $\langle u'w' \rangle_s < 0$), 大小约为 $5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$, 即造成向下的水平动量运输. 从整体上看, τ_s 在垂向上随离底距离的增大而逐渐减小, 但同时在水体中上层出现较大值. 这是因为, 虽然此处流动以潮流为主, 但也存在较强的河口环流与风生流等, 它们之间的相互作用产生较为复杂的流速剪切结构(图3(c)和(d)).

3.2 湍动能剪切生成率与耗散率

为进一步了解湍动能的剪切生成与耗散过程,

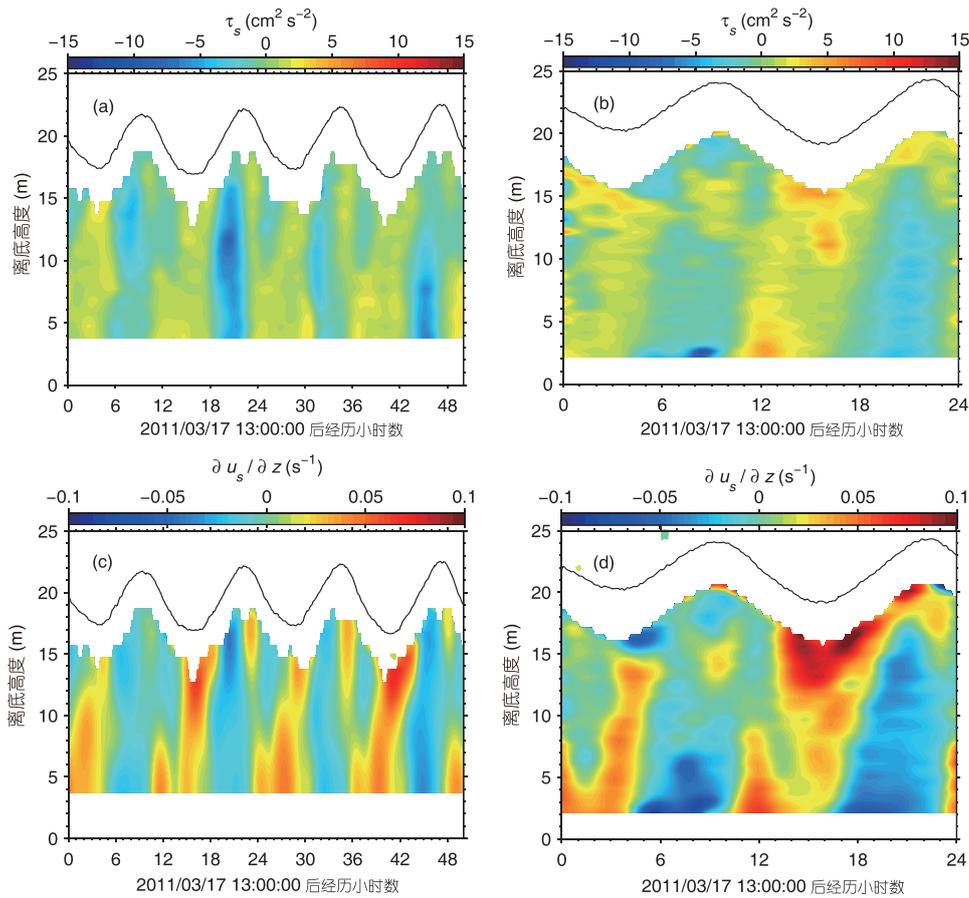


图3 A1和A2站主潮流方向上的雷诺应力 τ_s 与流速剪切 $\partial u_s / \partial z$
(a)和(b)分别为A1和A2站的雷诺应力 τ_s , (c)和(d)分别为A1和A2站的流速剪切 $\partial u_s / \partial z$

需要对湍动能的剪切生成率 P 与耗散率 ϵ 进行实测分析与数值模拟.

如图4(a)和(b)所示为A1和A2站实测湍动能剪切生成率的时间-深度图. 可以看出, 湍动能剪切生成率在观测期间具有显著的1/4周日变化, 且具有明显的涨-落潮不对称性, 涨潮时显著大于落潮时. 在涨潮期间, 整个水体内的湍动能剪切生成率均较大($\sim 5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$), 表明动能以较大的速率从平均流向湍流脉动转移; 在落潮期间, 较大的湍动能剪切生成率($\sim 1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$)主要局限于厚度为5~8 m的底边界层内, 且大小随离底距离的增大而逐渐减小, 这表明潮流底边界层是湍动能的主要生成区; 在平潮期, 湍动能剪切生成率较小($\sim 3 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$), 这是因为此时

流速剪切较小, 雷诺应力也较小. 如图4(b)所示, 在近表层2~5 m内湍动能剪切生成率较大($\sim 2 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$), 在低潮期间尤其明显.

如图4(c)所示为M3站实测湍动能耗散率 ϵ_{MSS} 的时间-深度图. 可以看出, 在2个周日的连续观测中, ϵ_{MSS} 具有与 P 类似的1/4周日变化, 且最大值($\sim 5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$)出现在底边界层内, 大小随着离底距离的增大而逐渐减小. 这表明, 强潮海湾中的潮能耗散主要集中在底边界层内且耗散强度随着离底边界距离的增大而递减. 在整个观测期间, 湍动能耗散率的最小值($5 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-3}$)出现在平潮期, 这是由于该期间的潮流流速和潮流剪切较小, 湍流剪切生成与耗散均较弱. 对比M3站与A1和A2站观测结果可知, 在涨潮和

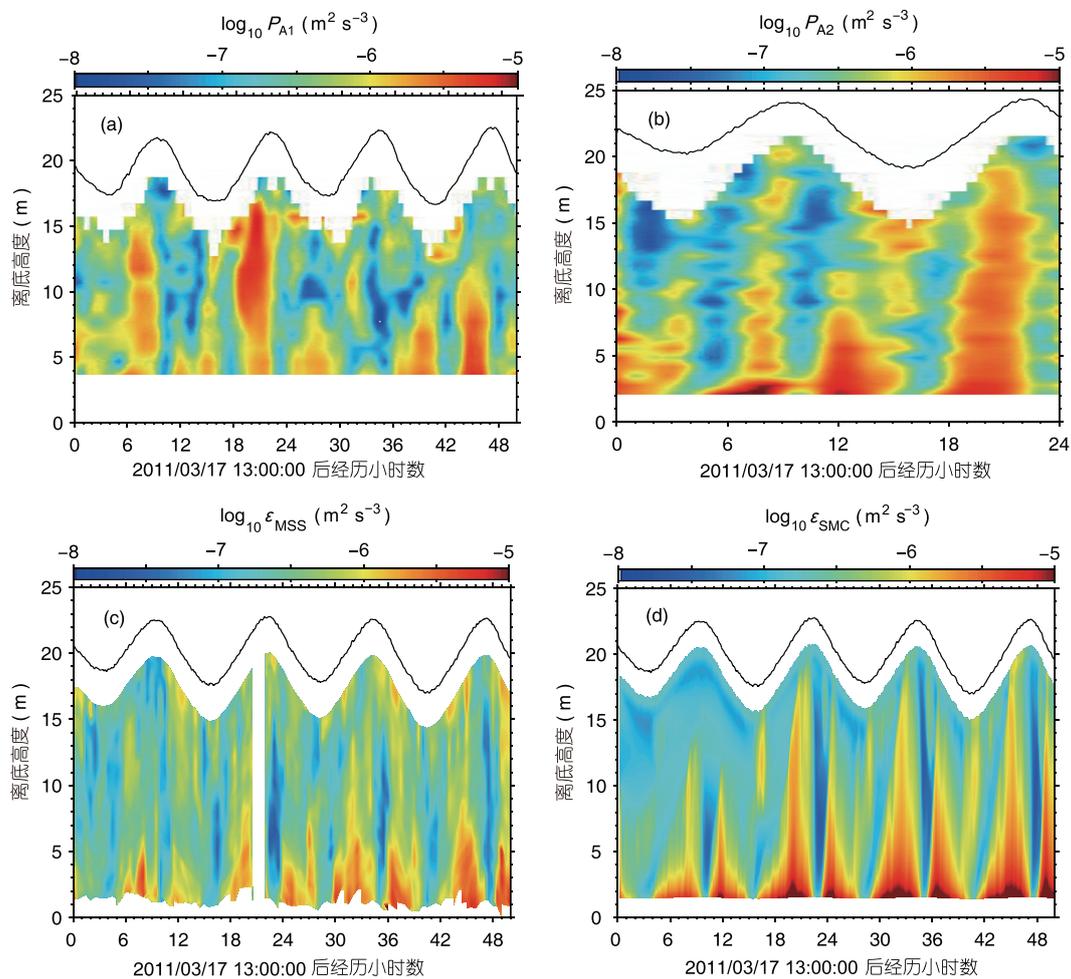


图4 观测站位 A1, A2 和 M3 站的湍动能剪切生成率 P 与湍动能耗散率 ϵ

(a) A1 站实测湍动能剪切生成率 P_{A1} ; (b) A2 站实测湍动能剪切生成率 P_{A2} ; (c) M3 站实测湍动能耗散率 ϵ_{MSS} , 空白区域表示没有观测数据的时间段; (d) M3 站模拟的湍动能耗散率 ϵ_{SMC}

落潮等强湍流期间, 湍动能剪切生成率与湍动能耗散率基本达到局地平衡($P \approx \varepsilon$); 而在平潮期, 水体内部的浮力生成率在湍动能的平衡中亦有较大的贡献(即 $P \approx B + \varepsilon$). 在近表层, 由于观测期间风应力较小且夜间存在显著的海气温差(气温低于水温), 夜间对流对湍动能生成的贡献较为显著. 此时, 湍动能耗散率显著大于剪切生成率.

如图4(d)所示为M3站由二阶湍流封闭模型所计算得到的湍动能耗散率 ε_{SMC} . 计算中以实测流速作为驱动力, 不考虑海表热力与动力强迫. 对比图4(c)与(d)可以看出, 模拟结果与实测值具有很好的一致性. 这表明, 模型所采用的稳定性函数 C_μ 可以较为准确地刻画水体层结对垂向混合的影响, 即稳定层结抑制湍流的发展, 而不稳定层结促进湍流的发展. 然而, 模拟结果与实测值之间也存在着明显的差异. 如底边界层内的模拟值普遍略高于实测值, 这主要是

由于二阶湍流封闭模型简化了湍流扩散项 ψ_{ij} (方程(8)), 使得方程(10)中湍动能耗散率的扩散过程简化为 $\left(\frac{v_i}{\sigma_\varepsilon} \partial_z \varepsilon\right)$. 这在一定程度上低估了能量向上层水体扩散的速率, 使得底部湍动能耗散率过大. 模拟值与实测值之间的另一明显差别为上层水体中模拟值偏低. 这是因为数值模拟中流速为唯一的动力强迫, 没有考虑海表风应力、浮力通量、波浪及其破碎以及朗缪尔环流等近表层湍流生成过程.

3.3 垂直涡黏性系数

如图5所示为A1, A2和M3站的垂直涡黏性系数 ν_t 的深度-时间变化图. 可以看出, 实测 ν_t^{A1} 和 ν_t^{A2} 与模拟 ν_t^{SMC} 之间具有较好的一致性, 三者均表现出显著的涨-落潮不对称性, 涨潮时大于落潮时. 在涨潮期间, 整个水体内的涡粘系数均较大, 达 $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$;

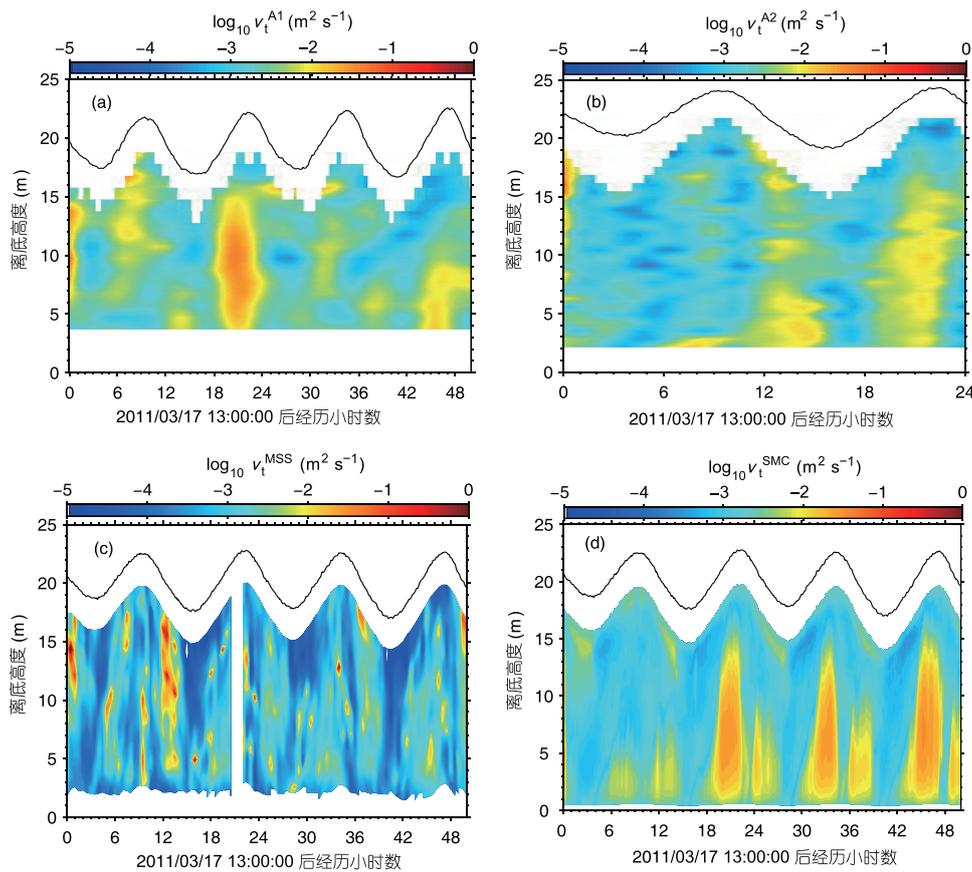


图5 A1, A2 和 M3 站的垂直涡黏性系数 ν_t

(a) A1 站实测涡黏性系数 ν_t^{A1} ; (b) A2 站实测涡黏性系数 ν_t^{A2} ; (c) M3 站实测涡黏性系数 ν_t^{MSS} ; (d) M3 站模拟的垂直涡黏性系数 ν_t^{SMC}

在落潮期间, 较大的垂直涡黏性系数局限于厚度为5~8 m的底边界层内. 然而, 这种涨-落潮不对称现象在图5(c)中表现的并不明显, 图中 ν_t^{MSS} 在涨、落潮等强湍流混合期间偏高, 而在层化较强的低潮期则偏低. 这是由于, 由(6)式计算的垂直涡黏性系数 ν_t^{MSS} 是基于湍流局地平衡假设($P \approx B + \epsilon$)下的结果, 而将混合效率 Γ 简单取为常数0.2在此处也是不合适的. 这表明, 虽然湍流剖面观测可以较为准确地获得湍动能耗散率的观测, 但要获得直接反应水体垂向动量交换与物质混合速率的估计, 还需显著加深对自然环境下混合效率 Γ 的认识.

4 讨论

上述雷诺应力、湍动能剪切生成率和垂直涡黏性系数的分析结果表明, 厦门湾的湍流强度具有明显的涨-落潮不对称性. 事实上, 这种特性在其他河口海湾中也普遍存在. Rippeth等(2001)在利物浦湾受淡水显著影响区域的观测、Stacey等(1999a)在旧金山湾的观测、以及Nepf等(1996)在哈德逊河口的研究等都发现了类似的现象. 为揭示该现象的动力机制, 可分析水体的重力位能异常 ϕ (Simpson等, 1990):

$$\phi = \frac{1}{H} \int_{-h}^{\eta} gz(\bar{\rho} - \rho(z)) dz = -\frac{1}{H} \int_{-h}^{\eta} gz\tilde{\rho}(z) dz; \quad (12)$$

$$\bar{\rho} = \frac{1}{H} \int_{-h}^{\eta} \rho(z) dz, \quad (13)$$

式中, ϕ 表示单位体积水体在垂向上达到充分混合时所需的机械能输入($J m^{-3}$), 它随水体层结的增强而增大; $\bar{\rho}$ 为水体垂向平均密度, $\tilde{\rho}(z) = \rho(z) - \bar{\rho}$ 为垂向密度差异; h 为平均水深; η 为海面起伏; $H=h+\eta$ 为实际水深; g 为重力加速度.

结合位温与盐度的输运方程以及质量连续性方程和海水状态方程, 可导出 ϕ 的控制方程(de Boer等2008):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} = & \underbrace{\frac{g}{H} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial s} \int_{-h}^{\eta} (u_s(z) - \bar{u}_s) z dz}_{S_s} \\ & + \underbrace{\frac{g}{H} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial n} \int_{-h}^{\eta} (u_n(z) - \bar{u}_n) z dz}_{S_n} \\ & + \underbrace{\frac{\rho_0}{H} \int_{-h}^{\eta} \left(\frac{g}{\rho_0} \nu_t' \partial_z \rho \right) dz}_{M_z} + \dots_{RES}, \quad (14) \end{aligned}$$

式中, S_s 和 S_n 分别表示 s 向和 n 向密度梯度的应变效应, Simpson等(1990)将其称为潮流拉伸(tidal straining)项; M_z 为密度的垂向混合项; RES表示引起 ϕ 值变化的其他项, 包括平流项、垂向对流项、非垂向平均应变项、水平湍流输运的辐散项等, 它们的具体形式详见de Boer等(2008); $u_s(z)$ 和 $u_n(z)$ 分别表示 s 向和 n 向的潮流流速; \bar{u}_s 和 \bar{u}_n 则为对应流速的垂向均值; ρ_0 表示参考密度.

为更直观地显示厦门湾湍流强度的涨-落潮不对称性, 我们将A1站的垂直涡黏性系数进行垂向平均:

$$\bar{\nu}_t = \frac{1}{H} \int_0^H \nu_t^{A1} dz,$$

从而得到平均涡黏性系数的时间序列, 如图6(a)所示. 可以看出, 在4个潮周期内 $\bar{\nu}_t$ 表现出明显的涨-落潮不对称性: 涨潮时明显大于落潮时. 相应地, 可由方程(12)求出重力位能异常 ϕ 的时间序列, 结果如图6(b)所示. 比较图6(a)与(b)可知, 在落潮时, 重力位能异常增加, 层化增强, 湍流较弱; 涨潮时, 重力位能异常减小, 层化减弱, 湍流较强.

在定量分析潮流拉伸项对重力位能异常变化的贡献时, 需要给定垂向平均密度的水平梯度, 即 $\partial \bar{\rho} / \partial s$ 和 $\partial \bar{\rho} / \partial n$. 而实际观测中, 直接获得温盐水平梯度的观测是非常困难的, 需要通过对温度、盐度和流速的实测值与模拟值进行最小二乘拟合, 以估算出垂向平均密度的水平梯度: $\partial \bar{\rho} / \partial s \approx 8.2 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-4}$, $\partial \bar{\rho} / \partial n \approx 3.0 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-4}$. 如图6(c)所示, 为该密度梯度下, 湾内垂向平均密度实测值 $\bar{\rho}_{obs}$ 与模拟值 $\bar{\rho}_{model}$ 的时间序列, 可以看出二者具有很好的一致性, 说明估算的水平密度梯度较为合理. 另外, 垂向混合项 M_z 可以由式(7)转换为实测湍动能耗散率与混合效率的乘积, 即 $\nu_t' N^2 = \Gamma \epsilon$.

如图6(d)所示为重力位能异常控制方程中潮流拉伸项和潮混合项的时间序列. 可以看出, 重力位能异常的增大或减小主要由潮流拉伸项的增大或减小引起, 潮流拉伸项是影响涨-落潮不对称性的主要因素. 涨潮时, 潮流拉伸为负值, 层化减弱; 落潮时, 潮流拉伸为正值, 层化增强. 当然, 除了潮流拉伸和潮混合作用外, RES项中所包含的其他物理过程对河口海湾湍流的生消也起着重要的作用, 如重力位能异常的平流项等, 这需要在以后的工作中做进一步探讨.

如图7所示, 为模型模拟值与实测值之间的对比

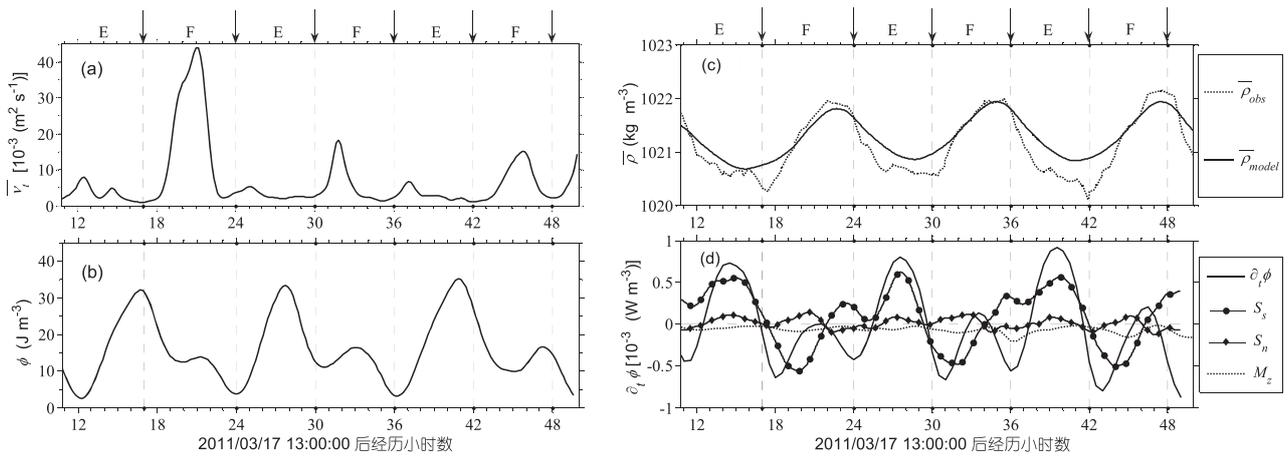


图6 A1站湍流强度涨-落潮不对称性的分析结果

(a) 垂向平均涡粘系数; (b) 重力位能异常; (c) 实测与模拟的垂向平均密度; (d) 重力位能异常的时变项、潮流拉伸项和潮混合项. 图中垂向点线表示涨落潮分界线, F表示涨潮过程, E表示退潮过程

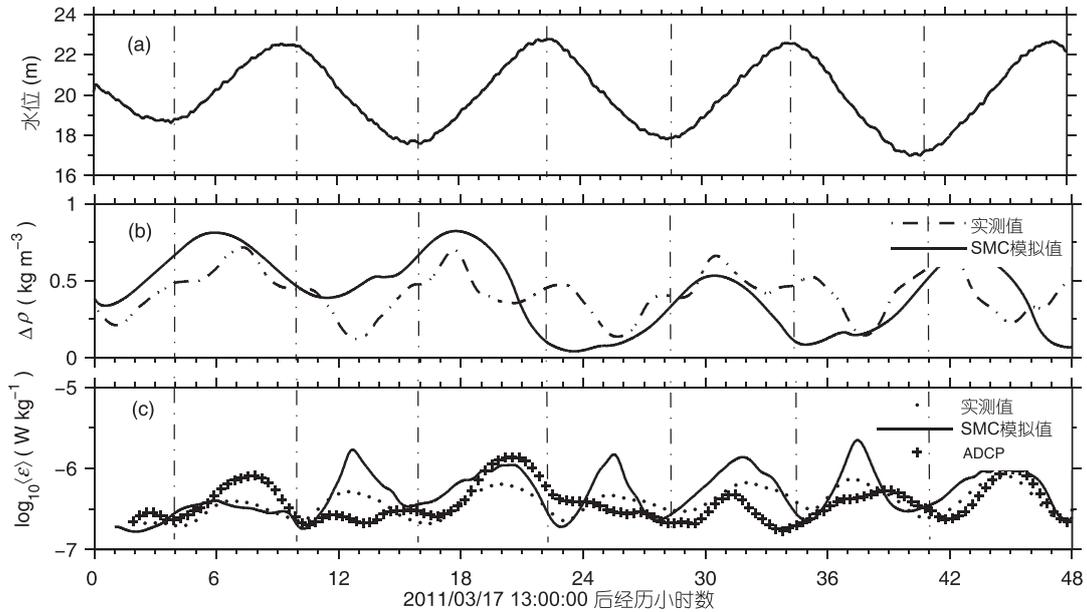


图7 厦门湾实测与模拟湍流强度的对比分析结果

(a) 水位; (b) 底上5 m与15 m间密度差的实测值与模拟值; (c) 实测湍动能耗散率、剪切生成率(ADCP)和模拟的湍动能耗散率的垂向平均值

分析结果. 其中, 图7(a)所示为观测期间内的水位时间序列, 用于表示涨-落潮变化. 如图7(b)所示为模型模拟的层化特征与实测值之间的对比关系, 可以看出, 通过假定定常的水平密度梯度可以很好地模拟水体层化的周期性变化. 同时, 如图7(c)所示为实测湍动能耗散率、方差法估算的剪切生成率以及模型模拟的湍动能耗散率的时间序列(垂向平均值). 从对比

结果来看, 三种不同的方法均较好地反映出了湍流混合参数的量值与时间变化特征, 表明二阶湍流封闭模型能够较好地模拟潮流拉伸作用所造成的周期性变化.

以上分析表明, 潮流拉伸是水平密度梯度与潮流垂向剪切之间相互作用的结果. 落潮时, 密度较小的表层海水向外海流动的流速大, 密度较大的下层

海水向外海流动的流速小, 因此潮流拉伸作用使得局地水体层化逐渐增强, 湍流强度较弱. 涨潮时, 过程刚好相反, 垂向层化逐渐减弱, 甚至整个水体达到充分混合, 湍流强度较强.

5 结论

运用海洋湍流直接观测资料以及同步流速与温盐资料, 本文分析了一典型强潮河口海湾(厦门湾)2个连续观测周日内的湍流混合过程, 并由此检验了目前广泛采用的二阶湍流封闭模型的适用性.

观测结果显示, 湾内为正规半日往复型潮流, 观测期间最大潮流流速达 0.9 m s^{-1} , 存在很强的潮致湍流耗散与混合. 实测湍流剪切应力、湍动能剪切生成率与湍动能耗散率等与潮流之间存在很强的相关性, 各湍流参数除呈显著的1/4周日变化外, 还具有明显

的涨-落潮不对称性, 涨潮时大于落潮时. 基于水体重力位能异常控制方程的分析表明, 潮流拉伸(特别是沿主流方向上的拉伸)是造成湍流强度涨-落潮不对称性的主要因素.

基于实测温度、盐度与流速资料, 本文由二阶湍流封闭模型模拟了厦门湾的湍流混合过程. 实测与模拟结果的对比分析显示, 常用二阶湍流封闭模型可以较好地模拟弱层化强潮海湾中的湍流混合过程. 模型可基本刻画观测站位湍流耗散与混合的垂向结构与潮内变化, 并能再现由潮流拉伸与潮混合造成的涨-落潮不对称现象. 然而, 由于模型中引入了一些理想化的物理假设与数学近似, 模拟值与实测值之间也存在着显著的差异. 为更加准确地模拟复杂海洋环境中的湍流耗散与混合过程, 必须基于实测资料对二阶湍流封闭模型作进一步的修正与改进.

参考文献

- Burchard H, Bolding K. 2001. Comparative analysis of four second-moment turbulence closure models for the oceanic mixed layer. *J Phys Oceanogr*, 31: 1943–1968
- Canuto V M, Howard A, Cheng Y, et al. 2001. Ocean turbulence. Part I: One-point closure model-momentum and heat vertical diffusivities with and without rotation. *J Phys Oceanogr*, 31: 1413–1426
- de Boer G J, Pietrzak J D, Winterwerp J C. 2008. Using the potential energy anomaly equation to investigate the roles of tidal straining and advection in river plumes. *Ocean Model*, 22: 1–11
- Dewey R K, Crawford W R, Gargett A E, et al. 1987. A microstructure instrument for profiling oceanic turbulence in coastal bottom boundary layers. *J Atmos Ocean Tech*, 4: 288–297
- Fisher N R, Simpson J H, Howarth M J. 2002. Turbulent dissipation in the Rhine ROFI forced by tidal flow and wind stress. *J Sea Res*, 48: 249–258
- Kraus E B, Turner J S. 1967. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. *Tellus*, 19: 98–106
- Liu Z Y, Wei H, Lozovatsky I D, et al. 2009. Late summer stratification, internal waves, and turbulence in the Yellow Sea. *J Marine Syst*, 77: 459–472
- Lohrmann A, Hackett B, Roed L P. 1990. High-resolution measurements of turbulence, velocity, and stress using a pulse-to-pulse coherent sonar. *J Atmos Ocean Tech*, 7: 19–37
- Lu Y, Lueck R G. 1999a. Using a broadband ADCP in a tidal channel. Part I: Mean Flow and Shear. *J Atmos Ocean Tech*, 16: 1556–1567
- Lu Y, Lueck R G. 1999b. Using a broadband ADCP in a tidal channel. Part II: Turbulence. *J Atmos Ocean Tech*, 16: 1568–1579
- Lucas N S, Simpson J H, Rippeth T P, et al. 2014. Measuring turbulent dissipation using a tethered ADCP. *J Atmos Ocean Tech*, 31: 1826–1837
- Lueck R G, Wolk F, Yamazaki H. 2002. Oceanic velocity microstructure measurements in the 20th century. *J Oceanogr*, 58: 153–174
- Nepf H M, Geyer W R. 1996. Intratidal variations in stratification and mixing in the Hudson estuary. *J Geophys Res*, 101: 12079–12086
- Prandke H, Stips A. 1998. Test measurements with an operational microstructure-turbulence profiler: Detection limits of dissipation rates. *Aquat Sci*, 60: 191–209
- Pope S B. 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge: Cambridge University Press
- Rippeth T P, Fisher N, Simpson J H. 2001. The cycle of turbulent dissipation in the presence of tidal straining. *J Phys Oceanogr*, 31: 2458–2471
- Rippeth T P, Simpson J H, Williams E. 2003. Measurement of the rates of production and dissipation of turbulent kinetic energy in an energetic

- tidal flow: Red Wharf Bay revisited. *J Phys Oceanogr*, 33: 1889–1901
- Schmitt F G. 2007. About Boussinesq's turbulent viscosity hypothesis: Historical remarks and a direct evaluation of its validity. *CR Mecaniqu*, 335: 617–627
- Simpson J H, Brown J, Matthews J, et al. 1990. Tidal straining, density currents, and stirring in the control of estuarine stratification. *Estuaries*, 13: 125–132
- Simpson J H, Crawford W R, Rippeth T P, et al. 1996. The vertical structure of turbulent dissipation in shelf seas. *J Phys Oceanogr*, 26: 1580–1590
- Simpson J H, Green J A M, Rippeth T P, et al. 2009. The structure of dissipation in the western Irish Sea front. *J Marine Syst*, 77: 428–440
- Simpson J H, Sharples J, Rippeth T P. 1991. A prescriptive model of stratification induced by freshwater run-off. *Estuar Coast Shelf S*, 33: 23–35
- Stacey M T, Monismith S G, Burau J R. 1999a. Observations of turbulence in a partially stratified estuary. *J Phys Oceanogr*, 29: 1950–1970
- Stacey M T, Monismith S G, Burau J R. 1999b. Measurements of Reynolds stress profiles in unstratified tidal flow. *J Geophys Res*, 104: 10933–10949
- Umlauf L, Burchard H. 2005. Second-order turbulence closure models for geophysical boundary layers. A review of recent work. *Cont Shelf Res*, 25: 795–827
- Wilcox D C. 1998. *Turbulence Modeling for CFD*. 2nd ed. La Canada, CA: DCW Industries