长江口湍流剖面的观测与分析*

田 静¹ 张 凡² 李任之² 高 超¹ 吴 吴¹ 邢 飞² 高建华¹ 汪亚平^{1,2}

(1. 南京大学地理与海洋科学学院 江苏南京 210023; 2. 华东师范大学河口海岸学国家重点实验室 上海 200241)

摘要 小尺度湍流过程对河口物质输运与能量交换至关重要。受传统观测方法的限制,河口浅水 区域的剖面观测资料至今较为匮乏,进而限制了湍流过程的研究。为此,采用新型 5 波束声学多普勒 流速剖面仪(Nortek Signature 1 000 kHz AD2CP)在长江口开展湍流剖面观测,获取高频、低噪的高质 量湍流剖面数据,并与声学多普勒点式流速仪(acoustic doppler velocimeters, ADV)同步观测的数据 进行对比。结果表明,通过 AD2CP 与 ADV 获得的近底部边界层摩阻流速 *u**、拖曳系数 *C*_d、雷诺应 力 *S*_R等特征参数基本一致,底摩擦与波浪能量为河口区域湍动能的主要输入源。湍流垂向结构存在 显著的非局地平衡,即温盐等斜压作用引起的浮力通量、对流项以及强波浪作用影响的脉动压力做 功、黏性输运等因素可能为长江口湍流非局地平衡的主因。 关键词 长江口;近底部边界层;湍动能平衡;水体混合 中图分类号 P731 doi: 10.11693/hyhz20230200023

湍流通常被认为是一种高能旋转的涡流运动状 态、其引起的混合速率远高于单独的分子扩散过程 (Thorpe, 2007)。在河口系统中, 湍流混合是控制物质 (如沉积物、污染物质、营养盐等)及能量(如动量、热 量等)交换的重要物理过程、对河口沉积、地貌演化、 生物化学过程等有着重要的影响(Bakhoday-Paskyabi et al, 2018)。湍流混合相关的特征参数包括摩阻流速、 拖曳系数、湍动能、湍动能剪切生成、湍动能耗散率、 浮力通量等。其中、摩阻流速和拖曳系数是描述底边 界层流体特性的重要参数(Soulsby et al, 1981), 其准 确性是影响河口水动力数值模型精度的主要因素 (Davies et al, 1994; Guo et al, 1998)。而湍动能剪切生 成、湍动能耗散率、浮力通量等则是湍流能量平衡的 主控因子(Trowbridge et al, 1999; Rippeth et al, 2001)。 近年来关于湍流能量平衡的研究显示、河口海岸浅 水区中的湍流能量大多处于非局地平衡状态,即在 忽略湍动能时空变化的前提下, 湍动能剪切生成无 法与湍动能耗散率、浮力通量相平衡。Talke 等(2013)

在斯诺霍米什河口的观测中发现、近底部摩擦是湍 动能的源,该处产生的湍动能向上运输,导致近底部 湍动能剪切生成远超过湍动能耗散率与浮力通量之 和。随着距底距离的增加、湍动能的垂向扩散使得湍 动能剪切生成小于湍动能耗散率与浮力通量之和。Li 等(2022)利用安装在底层的声学多普勒点式流速仪 (acoustic doppler velocimeters, ADV)对长江口进行湍 流观测、发现底层水体在涨潮期间出现了湍流局地 平衡、落潮期间则呈现出湍动能耗散率远大于湍动 能剪切生成的现象,并把这种现象归因于湍动能对 流项的影响。林姚坤等(2018)在长江口的观测显示, 受水体层化的影响、水体的能量关系仅在水体底部 混合层内符合湍动能局地平衡。Wang 等(2015)通过 对梅里马克河口的多年观测发现,羽流虽然会造成 河口水体的分层、但也会产生强剪切并形成强的湍 流,且强剪切效应对湍流发育的影响更加明显。因此, 河口海岸地区的湍流能量受垂向扩散、水平对流、水 体层化等多种因素的影响、从而呈现出复杂的特征。

通信作者: 汪亚平, 博士生导师, 教授, E-mail: ypwang@nju.edu.cn 收稿日期: 2023-02-03, 收修改稿日期: 2023-03-10

^{*} 国家自然科学基金委长江水科学研究联合基金重点支持项目,U2240220 号;上海市教育委员会科研创新计划项目, 2019-01-07-00-05-E00027 号。田 静,硕士研究生,E-mail:tianjing1632022@163.com

湍流结构和能量转换过程的研究对认识河口物质混 合、构建海洋模型有重要意义。

河口湍流研究主要依赖于高分辨率高频现场 观测。声学多普勒点式流速仪 ADV 由于具有高频的 突出优点、被广泛应用于河口湍流观测中(Voulgaris et al, 1998)。但由于其只能进行单点观测、因此很难 获取完整水柱的高质量湍流剖面资料。 传统声学多普 勒海流剖面仪 ADCP 虽然可以获取高频流速剖面数 据,但由于受采样频率限制,其声学信号噪音较大, 致使湍流信号被噪音覆盖。此外, ADCP 的垂向流速 是通过多个波束合成得到的、其水平流速对湍流信 号的影响难以被完全摒除(Stacey et al, 1999)。同时, 在水深较浅的河口海岸区域、微结构剖面仪等主流 湍流剖面观测仪器的使用受限、无法进行高密度的 长期观测(刘志宇, 2009)¹¹。Nortek 公司新近推出的新 型 5 波束 Signature 1000kHz AD2CP 具有宽带、高频、 低噪等特点, 且其第 5 波束可直接观测垂向流速, 由 此可以直接计算雷诺应力、湍动能等湍流特征参数, 显著优化了四波束方差法(Guerra et al, 2017)。

长江是世界第三大河,其河口地区的水动力结 构受到河流冲淡水、风力驱动的陆架环流、潮流、波 浪以及人类活动等多种过程的共同控制(沈焕庭等, 1999;时钟,2001),湍流效应显著(熊龙兵,2014)。受限 于观测技术、仪器精度以及水深等多重因素,长江口 近海区域的湍流剖面资料十分匮乏,人们对长江口水体的湍流结构知之甚少。为此,本文尝试在长江口近海海域投放座底式三角架,采用 AD2CP 和 ADV 进行同步观测,获取长江口湍流剖面结构特征,为深入开展长江口物质混合研究和模型开发等提供关键资料。

1 材料与方法

1.1 现场观测

为减少径流的影响,本文选择枯季在长江口不同水 深区域的两个站位进行现场观测(图 1a 与图 1b)。T1 站 位(122°00.690′E,31°06.553′N)位于长江口南槽拦门沙海 域,平均水深 8.2 m,观测时间段为 2019 年 1 月 12 日 18:00 至 1 月 16 日 22:00;T2 站位(122°57.110′E, 30°56.379′N)位于长江水下三角洲前缘,平均水深44.7 m, 观测时间为 2019 年 12 月 10 日 14:00 至 12 月 16 日 20:00。

观测期间, ADV 和光学后向散射浊度计(optical backscatter point sensor, OBS)固定于座底式三脚架上, ADV 采样方式为 Burst 模式,每10 min 以 16 Hz 的采 样频率测量高频流速512 s; OBS 采样频率为1 Hz,采 样周期为5 min,连续测20 s (图 1c)。新型5 波束声 学多普勒流速剖面仪(Nortek Signature 1 000 kHz AD2CP)被固定于另外一个相近的座底式四脚架上进 行仰视观测(图 1d),采样方式为 Burst 模式,每 20 min 以8 Hz 的采样频率测量高频流速512 s (表 1)。



图 1 研究区域(a)、观测站位(b)、现场仪器安装示意图(c 和 d)以及 AD2CP 俯视图(e)

Fig.1 The study area (a), the location of observation stations (b), schematic diagram of field instrument installation (c, d) and top view of the AD2CP (e)

注: c: 座底式三脚架及声学多普勒点式流速仪(acoustic doppler velocimeters, ADV)、光学后向散射浊度计(optical backscatter point sensor, OBS)安装示意图; d: 座底四脚架及新型 5 波束声学多普勒流速剖面仪(Nortek Signature 1 000 kHz AD2CP)安装示意图; e: 根据 Janus 配置, 笛卡尔(*XYZ*)坐标系下 AD2CP 波束、倾角(纵摇及横摇)示意图, 其中 1~5 代表 AD2CP 第 1~5 波束, $\hat{\rho}_2$ 代表 AD2CP 的纵摇, $\hat{\rho}_3$ 代表 AD2CP 的横摇, 因 AD2CP 与传统 ADCP 的平摇($\hat{\rho}_1$)命名方式无差别,故在此不作展示

观测仪器及参数设置

表1

Tab.1 Instruments and their set up in the field observations 站位 仪器 距底高度/m 盲区/m 层厚/m 采样频率/Hz 采样个数/个 采样间隔/min 采样时间/s 0.5 0.5 1 20 AD2CP 8 4 0 9 6 512 T1 ADV 0.3 16 8 1 9 2 10 512 OBS 0.25 1 20 5 20 AD2CP 0.5 8 4 0 9 6 20 0 1 2 512 T2 ADV1 0.4 16 8 1 9 2 10 512 ADV2 0.9 8 1 9 2 10 512 16

注:"-"表示该仪器不具有某一参数

同时, 在距离海底三脚架约 200 m 处布置 WatchKeeper Buoy 型波浪浮标(加拿大 AXYS 公司生产)以直接获 得每小时的波浪数据。此外,将一台温盐深仪 Seabird19+CTD 和一台 OBS 安装于船载观测架中, 利用绞车每 1~2 h 进行垂向剖面观测,以获取海水的 温度、盐度、浊度剖面数据,同时每小时进行底、中、 表三层现场水样采集。

1.2 流速数据处理

AD2CP 与 ADV 测量时易受到环境因素的干扰(如 大颗粒悬浮物、水体气泡、边界回声等因素),现场观测 数据中会存在不同程度的噪声信息,因此需要通过相 空间阈值法对原始Beam坐标系下的高频流速数据进行 预处理,以获取精确湍流脉动数据(鲁远征等,2012)。

随后,将高频流速数据转换变为地球坐标系(east-

north-up, ENU)。然后进行经验正交分解以获得主流向、次流向的高频流速数据,包含平均流速、波浪脉动流速以及湍流脉动流速,即

$$u = \overline{u} + \widetilde{u} + u', \qquad (1)$$

$$v = v + \tilde{v} + v', \qquad (2)$$

$$w = \overline{w} + \widetilde{w} + w' , \qquad (3)$$

其中, u、 v、 w 分别为主流向、次流向以及垂向瞬时 流速(单位: m/s); \bar{u} 、 \bar{v} 、 \bar{w} 为潮流引起的平均流速(单 位: m/s); \tilde{u} 、 \tilde{v} 、 \tilde{w} 为波浪运动引起的波浪脉动流速 (单位: m/s); u'、v'、w'为湍流运动引起的湍流脉动 流速(单位: m/s)。AD2CP 与 ADV 获取的数据分别采 用改进的成对差分法(Feddersen *et al*, 2007)与相位法 (Bricker *et al*, 2007)对波浪脉动流速与湍流脉动流速 进行分离(图 2)。





 Fig. 2 Examples of wave-turbulence spectral decomposition

 注: a: T1站位1m层厚AD2CP (2019年1月13日15:20:00); b: T2站位2m层厚AD2CP (2019年12月12日20:40:00); c: T1站位ADV (2019年1月13日02:20:00); f为频率(单位: Hz), $\phi(f) = f$ 的计算步骤详见本文1.5章节;灰色曲线代表剔除波浪前的湍流频率能谱密度 W'+ \widetilde{W} , 红色曲线代表剔除波浪后的湍流频率能谱密度 W'

由于 AD2CP 固定在海底, 其倾角值较小, 可采用 Dewey 等(2007)的优化四波束方差法计算雷诺应力:

$$\overline{u'^{2}} = \frac{-1}{4\sin^{6}\theta\cos^{2}\theta} \left[-2\sin^{4}\theta\cos^{2}\theta \left(\overline{u'^{2}}_{2} + \overline{u'^{2}}_{1} - 2\cos^{2}\theta\overline{u'^{2}}_{5}\right) + 2\sin^{5}\theta\cos\theta\varphi_{3}\left(\overline{u'^{2}}_{2} - \overline{u'^{2}}_{1}\right) \right], \tag{4}$$

$$\overline{v'^{2}} = \frac{-1}{4\sin^{6}\theta\cos^{2}\theta} \bigg[-2\sin^{4}\theta\cos^{2}\theta \Big(\overline{u_{4}'^{2}} + \overline{u_{3}'^{2}} - 2\cos^{2}\theta\overline{u_{5}'^{2}}\Big) - 2\sin^{4}\theta\cos^{2}\theta\varphi_{3}\Big(\overline{u_{2}'^{2}} - \overline{u_{1}'^{2}}\Big) + 2\sin^{3}\theta\cos^{3}\theta\varphi_{3}\Big(\overline{u_{2}'^{2}} - \overline{u_{1}'^{2}}\Big) - 2\sin^{5}\theta\cos\theta\varphi_{2}\Big(\overline{u_{4}'^{2}} - \overline{u_{3}'^{2}}\Big)\bigg],$$
(5)

$$\overline{w'^{2}} = \frac{-1}{4\sin^{6}\theta\cos^{2}\theta} \left\{ -2\sin^{5}\theta\cos^{2}\theta\varphi_{3} \left[\left(\overline{u'_{2}}^{2} - \overline{u'_{1}}^{2} + 2\cos^{2}\theta\overline{u'_{5}}^{2} \right) + 2\sin^{5}\theta\cos^{2}\theta\varphi_{2} \left(\overline{u'_{4}}^{2} - \overline{u'_{3}}^{2} \right) - 4\sin^{6}\theta\cos^{2}\theta\overline{u'_{5}}^{2} \right] \right\}, (6)$$

$$\overline{u'w'} = \frac{-1}{4\sin^{6}\theta\cos^{2}\theta} \left[\sin^{5}\theta\cos\theta \left(\overline{u'_{2}}^{2} - \overline{u'_{1}}^{2} \right) + 2\sin^{4}\theta\cos^{2}\theta\varphi_{3} \left(\overline{u'_{2}}^{2} + \overline{u'_{1}}^{2} \right) - 4\sin^{4}\theta\cos^{2}\theta\varphi_{3} \overline{u'_{5}}^{2} - 4\sin^{6}\theta\cos^{2}\theta\varphi_{2} \overline{u'v'}, (7)$$

$$\overline{v'w'} = \frac{-1}{4\sin^{6}\theta\cos^{2}\theta} \left[\sin^{5}\theta\cos\theta \left(\overline{u'_{4}}^{2} - \overline{u'_{3}}^{2} \right) - 2\sin^{4}\theta\cos^{2}\theta\varphi_{2} \left(\overline{u'_{4}}^{2} + \overline{u'_{3}}^{2} \right) + 4\sin^{4}\theta\cos^{2}\theta\varphi_{2} \overline{u'_{5}}^{2} + 4\sin^{6}\theta\cos^{2}\theta\varphi_{3} \overline{u'v'}, (8)$$

$$I + \theta, \quad \theta \text{ A D2CP is a bift a, b 25^{\circ}; \quad \varphi_{2} = \hat{\varphi_{3}}, \text{ Cherce and a cossent of the cos$$

其中, *I*_{ADV} 为 ADV 测得的回声强度; C 为惹沙浓度(单位: mg/L); *a*、*b* 为回声强度与悬沙浓度之间通过线性回归拟合得到的斜率和截距。基于 AD2CP 的声学剖面信号反演悬沙浓度的方法与 ADV 类似, 但需要对沿声波波束路径上的信号衰减进行修正(汪亚平等,



图 3 悬沙浓度与各站位仪器标定曲线

Fig.3 Suspended sediment concentration calibration curves 注: a 和 b 为 T1 站位船载和座底三脚架 OBS; c 和 d 为 T1 站位 ADV 和 AD2CP; e 和 f 为 T2 站位 ADV 和 AD2CP; C 为悬沙浓度(单位: mg/L); *T*_{ur} 为 OBS 浊度数据(单位: NTU); *I*_{ADV} 为 ADV 测得的回声强度(单位: dB); *E*_{AD2CP} 为 AD2CP" 范围归一化"回声强度(单位: dB); *M* 为采样 个数; *R* 为相关系数

1.3 悬沙数据处理

采用现场水样的悬沙浓度来标定 OBS 的浊度数

据 T_{ur} (单位: NTU), 结果见图 3a 和图 3b。

1999)。声波在水体中的衰减机制主要包括声波传输 损失、散射损失和水体吸收损失(Urick, 1983; Thorne *et al*, 1991),因此引入"范围归一化"回声强度(*E*)的概 念(Lohrmann, 2001):

 $E_{AD2CP} = kI_{AD2CP} + 20 \log_{10} R + 2a_w + 20R \int a_p dr$, (10) 其中, I_{AD2CP} 为 AD2CP 测得的回声强度; k为 I_{AD2CP} 的 转化系数, 取 2.3; R为波束的范围(单位: m); a_w 为水 体吸收系数, Signature 1 000 kHz AD2CP 所对应的 $a_w = 0.263$ dB/m; a_p 为颗粒衰减系数, 本文暂时忽略 不计。波束范围 R 的计算公式如下:

$$R = \frac{H - H_0}{\cos \theta_{\rm I}},\tag{11}$$

其中, *H* 为仪器探头距水面距离(单位:m); *H*₀ 为测量 水体距水面距离(单位:m); θ_L 为波束倾角, 对于 AD2CP 倾斜波束(即第 1~4 波束)而言, $\theta_L = 25^{\circ}$; 对 于垂向波束(即第 5 波束)而言, $\theta_L = 0^{\circ}$ 。ADV 与 AD2CP 利用回声强度反演悬沙浓度的结果见图 3c~3f。

1.4 水体层化指标

河口水体温度、盐度或者悬浮沉积物不均匀混 合会产生垂向密度梯度从而引发层化效应(Simpson *et al*, 1990)。通常用无量纲的 Richardson 数 Ri 来表征 水体的层化程度,具体计算为势能与动能的比值 (Turner *et al*, 1974):

$$\operatorname{Ri} = \frac{N^2}{S^2},$$
 (12)

其中, $N^2 = \frac{g}{\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z}$, $S^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2$ 。 N^2 为浮力

频率的平方(单位: $1/s^2$); *g* 为重力加速度,本文取 9.8 m/s²; S² 为流速剪切的平方(单位: $1/s^2$); *z* 为距海底高度(单位: m); ρ_0 为由温度、盐度计算的水体密度 (McDougall *et al*, 2011)。此外,悬沙对海水密度的影响用下式计算(Wang, 2002):

$$\rho = \rho_0 + \left(\rho_s - \rho_0\right) \cdot \frac{C}{\rho_s}, \qquad (13)$$

其中, ρ_s 为沉积物密度, 其值取 2 650 kg/m³。

1.5 湍流特征参数

采用雷诺应力法确定摩阻流速, 表达式为:

$$u_* = \left(-\overline{u'w'}\right)^{0.5},\tag{14}$$

其中, *u**为摩阻流速(单位: m/s); *u'w'* 代表 *u'w'* 在一个 采样时段(ADV、AD2CP 分别为 10 min 和 20 min, 下 同)内的平均值。

底拖曳系数 C_d的表达式为(Green et al, 1995):

$$C_{\rm d} = \frac{u_*^2}{\overline{u}_{(z)}^2} \tag{15}$$

其中, $\bar{u}_{(z)}$ 为距海底高度 z 处主流向的平均流速。

Mestayer 等(1978)认为在湍能谱惯性副区内,湍 能谱密度仅与湍动能耗散率 ε (单位: m^2/s^3)、波数 k(单位: 1/m)有关,且边界层内垂向流速比水平流速受 波动影响更小:

$$\phi(k) = a_{\rm K} \varepsilon^{\frac{2}{3}} k^{\frac{-5}{3}}, \qquad (16)$$

其中, $a_{\rm K}$ 为 Kolmogorov 普适常数,其值取 0.71; $\phi(k)$ 为湍流波数谱密度(单位: m³/s²)。通过快速傅里叶变 化(fast Fourier transformation, FFT),可将 ADV 与 AD2CP 所测的流速数据转变为频率信号,实现时域 与频域的转换(Green, 1992)。结合"Taylor 冰冻假设" 将仪器实测的湍流频率谱转换为波数谱(Sherwood *et al*, 2006):

$$k = \frac{2\pi f}{\overline{u}},\qquad(17)$$

$$\phi(k) = f\phi(f) \tag{18}$$

其中, \overline{u} 由公式(1)得出;因此,湍动能耗散率 ε 的计 算公式如下:

$$\varepsilon(f) = \frac{2\pi}{a_{\rm K}\overline{u}} \left[f^{\frac{5}{2}} \varphi^{\frac{3}{2}}(f) \right].$$
(19)

湍动能剪切生成 *P* (单位: m²/s³)表达式为:

$$P = -\overline{u'w'} \cdot \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} - \overline{v'w'} \cdot \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} , \qquad (20)$$

其中, 雷诺应力项(即u'w'、v'w')由 ADV 和 AD2CP 所测数据经过 1.2 部分的数据处理后获得。流速剪切 项(即 $\frac{\partial \overline{u}}{\partial z}$ 、 $\frac{\partial \overline{v}}{\partial z}$)由 AD2CP 的所测流速剖面得到。由 于 ADV 只能进行单点测量, 因此基于经典对数边界 层理论, 对 AD2CP 所测的剖面流速数据进行最小二 乘拟合, 将其延伸至底床附近, 获得流速剪切项(Li *et al*, 2022)。

假定每个采样间隔期间水体温度、盐度基本不变, 水体密度变化仅由悬沙浓度变化引起(由 ADV、 AD2CP 反演获得高频悬沙浓度),可计算出浮力通量 *B*(湍流垂向混合转化的势能,单位:m²/s³):

$$B = \frac{g}{\rho_0} \overline{\rho' w'}, \qquad (21)$$

其中, ρ' 为由悬沙浓度变化引起的水体高频密度波

动(单位: kg/m³)。

2 结果

2.1 水动力时空特征

观测期间, T1 站位(平均水深 8.2 m)有效波高为 0.15~0.45 m, 处于弱波浪环境(图 4a)。受局部地形影 响, T1 站位表现为往复流的特征, 涨、落潮平均流向 分别为 305°、125°、平均历时分别约为 5.6、6.9 h、最 大流速分别为 1.74、1.26 m/s (图 4b 和图 4c)。在涨、 落潮转流时刻、底层水体的潮流转向比上层水体提 前约 1~2 h。水体温度在 7.9~8.7 ℃ 之间、 由于冬季海 面气温低,水体呈现一定程度的逆温现象(图 4d)。受 径流影响,水体盐度为 2.2~17.8 (图 4e),最高值出现 干落急时刻的中下层水体,最低值出现干落憩、初涨 时刻的表层水体。涨潮时,高盐度水体由底层入侵, 导致水层盐度升高的时刻由底及表产生了显著相位 滞后。水体密度受温度、盐度以及悬沙浓度的影响、 处于 1 001.5~1 014.0 kg/m3范围内(图 4f)。水体悬沙 浓度为 41~781 mg/L, 其中近底层水体悬沙浓度较高 (图 4g)。

观测期间, T2 站位(平均水深 44.7 m)有效波高为 0.29~2.34 m, 11 日 15:00 至 12 日 16:00 间波浪显著增 强,最大有效波高达 2.34 m (图 4k)。潮流为旋转流, 涨、落潮平均流向分别为 344°、164°,平均历时分别 约为 6.0、6.5 h。T2 站位距入海口较远,受径流影响 作用较弱,涨、落潮最大流速分别为 0.92、0.93 m/s (图 41 和图 4m。由于受 AD2CP 仪器自身观测范围的 限制,有效数据范围仅能覆盖 T2 站位中下层水体), 温度为 14.2~18.2 °C (图 4n),盐度为 30.6~33.2 (图 4o), 密度为 1 022.4~1 024 kg/m³ (图 4p),悬沙浓度相对较 低,为 37~277 mg/L (图 4q)。

浮力频率 N 为度量水体垂向自由振动频率的物 理量,用于表征层化水体的稳定性。T1 站位 N^2 处于 $1.3 \times 10^{-7} \sim 4.5 \times 10^{-2}$ s⁻² 范围,其低值大多位于底层水 体,而高值多出现于中上层水体,水体层化、稳定性 较强(图 4h)。水体流速剪切平方 S² 呈现较为显著潮周 期变化,且由底及表呈现相位滞后现象(图 4i)。由于 受到海底摩擦效应的影响,底层水体流速剪切平方 S²一直处于较高水平。根据层状剪切流动的线性理论, 当 Ri>0.25 时,水体流速剪切作用强,促使湍流发育; 当 Ri<0.25 时,水体流速剪切作用强,促使湍流发育; 置合相对均匀外,基本处于强层化状态(图中黑线为 Ri=0.25 的分界线,下同)。T2 站位 N^2 为 2.2×10⁻⁶~ 2.4×10⁻³ s⁻² (图 4r), S²为 1.2×10⁻⁴~6.1×10⁻³ s⁻² (图 4s); 距底 10 m 以下水体混合均匀,以上水体层化较强(图 4t)。

摩阻流速 u_* 可反映近底边界层水体切应力的大 小, 是影响湍流混合的主要因素。T1 站位摩阻流速在 潮周期内出现两次峰、谷值, ADV 与 AD2CP 所测摩 阻流速平均值分别为 1.3×10^{-2} m/s 和 8.3×10^{-3} m/s, 其 变化趋势与底部流速相位基本一致(图 5a 和图 5b), 与之相关的拖曳系数 C_d 平均值分别为 2.9×10^{-3} 与







图 4 T1 (a~j)和 T2 (k~t)站位的有效波高、主流向流速、次流向流速、温度、盐度、密度、悬沙浓度、浮力频率 N²、流 速剪切 S² 以及理查森数 Ri 剖面图

Fig.4 The vertical profiles of significant wave height, velocity along the major-axis, velocity along the minor-axis, temperature, salinity, water density, suspended sediment concentration, buoyancy frequency N^2 , the square vertical shear S^2 , and Richardson number Ri at T1 (a~j) station and T2 (k~t) station, respectively

注: k 中黄色阴影部分为强波浪时刻; a~t 彩色等值线上方的黑色波浪线代表水位曲线, 水位上升代表涨潮, 反之代表落潮





1.4×10⁻³ (图 5c)。T2 站位 ADV1、ADV2 与 AD2CP 所测摩阻流速平均值分别为 1.6×10⁻²、1.2×10⁻²、
8.0×10⁻³ m/s (图 5e),与之相应的拖曳系数平均值为

3.2×10⁻³、1.9×10⁻³和 5.0×10⁻⁴ (图 5f)。数据分析结果 显示, ADV 和 AD2CP 计算的结果较为吻合,且 T1 站 位拖曳系数与前人在南槽的观测结果数量级基本一 致(汪亚平等, 2006; 兰庭飞等, 2019)。

2.2 湍流剖面特征

T1 站位由 ADV 与 AD2CP 计算的近底部雷诺应 力范围分别为 1.3×10⁻⁶~1.0×10⁻³ m²/s² 和 7.5×10⁻⁷~ 1.0×10⁻³ m²/s² (图 6a)。总体而言,雷诺应力的大小主 要受水平流速的控制,两种仪器观测得到的雷诺应 力差异并不大。雷诺应力剖面时间序列呈现出一定的 周期变化,在 1.5×10⁻⁷~3.8×10⁻³ m²/s² 范围内变动, 大多数时刻处于 10⁻⁵~10⁻³ 量级之间(图 6b),其高值 主要出现于海底与海表附近,低值则主要出现于中 部水体。这可能是由于受到海底摩擦效应的影响,底 部湍流能够充分发育,增强了水平动量的垂向通量; 而退潮时河流上层的羽流与水体剪切作用强烈,加 之海表附近可能受波浪能量输入的影响,雷诺应力相 应增大,故而出现了底、表两个雷诺应力的高值区。

T2 站位雷诺应力范围为 3.2×10⁻⁷~2.0×10⁻³ m²/s²,

主要集中在 10⁻⁵~10⁻³ 量级间,高值区域主要分布在 水体底层,部分时刻上层也出现高值,而低值区域主 要集中于中层水体(图 6f)。同时,在强波浪时刻,整 层水体雷诺应力均有增大,且相对于强波浪存在约 4 h 的相位滞后。

T1、T2 站位的湍动能剪切生成 *P* 集中在 10^{-8} ~ 10^{-3} m²/s³ (图 6c 和图 6h),高值区主要分布在底、表 层水体。湍流剪切生成受雷诺应力与水平流速的垂 向梯度共同影响,湍流剪切生成与雷诺应力的相位 不尽相同。T1 站位湍动能耗散率 ε 集中在 10^{-7} ~ 10^{-3} m²/s³,同样是底、表层水体较高(图 6d);T2 站位 湍动能耗散率现象与 T1 相似(图 6i)。T1 站位浮力通 量 *B* 为 10^{-10} ~ 10^{-5} m²/s³ (图 6e),其高值集中于底层水 体,低值集中于中层水体;T2 站位浮力通量 *B* 为 10^{-11} ~ 10^{-6} m²/s³ (图 6j),分布相对较均匀,在强波浪 时刻整个水体出现浮力通量较高的现象。整体而言,



图 6 T1 (a~e)和 T2 (f~j)站位近底部雷诺应力 S_R 时间序列和所观测水体剖面的雷诺应力 S_R 、湍动能剪切生成 P、湍动能 耗散率 ε 、浮力通量 B 剖面图

Fig.6 The time series of Reynolds stress *S*_R near the bottom and vertical profiles of Reynolds stress *S*_R, turbulent kinetic energy production *P*, turbulent kinetic energy dissipation *ε*, and buoyancy flux *B* at T1 (a~e) station and T2 (f~j) station, respectively 注: b~e 与 g~j 彩色等值线上方的黑色波浪线代表水位曲线

两站位由悬沙浓度变化引起的浮力通量较同层位的 湍动能剪切生成、湍动能耗散率小 1~2 个数量级, 可 忽略不计。

2.3 剪切和层化对湍流混合的影响

为了探究剪切和层化对湍流结构变化的影响, 本文将多个潮周期相位平均为一个完整的潮周期 (Voulgaris *et al*, 2004)¹⁶⁷²。因 T1 站位观测数据覆盖了 整个水层,故对其进行重点分析(图 7a~7e)。T1 站位 底层水体为强剪切、弱分层,湍流混合作用强烈。在 相对时间–12.5~–9.5 h 与 0~3 h 的落憩至初涨时间段 内,整个水层具有较高的剪切不稳定性, Ri 虽大于经 典临界值 0.25, 但小于 1,水体混合相对较为均匀。 存在强剪切的分层水体可发生剪切不稳定。在这一 过程中,湍流持续混合,平均流的动能转化为湍动 能耗散与浮力通量。在相对时间-3~-1h、8.5~11.5h 的涨憩至落急时间段内,流速垂向剪切较弱,而水 体层化较强,Ri在整个水体内均处于高值,这抑制 了湍流的发育,限制了湍动能的产生以及湍流混合, 因而出现了低湍动能剪切生成和低湍动能耗散率的 现象。熊龙兵等(2014)也观测到类似的现象。T2 站 位近底层水体混合均匀,湍流充分发育;中上层水 体 Ri 量级大多处于 10⁰~10²范围内,水体较弱的剪 切以及较强的层化状态一定程度上抑制了湍流的发 育(图 7f~7j)。



图 7 相位平均后 T1 (a~e)和 T2 (f~j)站位的浮力频率 N^2 、流速剪切 S^2 、理查森数 Ri、湍动能剪切生成 P 以及湍动能耗散 $\propto \varepsilon$ 剖面图

Fig.7 The phase-averaged vertical profiles of buoyancy frequency N², square vertical shear S², Richardson number Ri, turbulent kinetic energy production P, and turbulent kinetic energy dissipation e at T1 (a~e) and T2 (f~j) stations, respectively
 注:图中彩色等值线上方的黑色波浪线代表水位曲线

3 讨论

擦、水体对流、水体与海岸相互作用等均可产生湍流,

在河口地区,外部能量输入、水体与海底边界摩

导致湍动能 $E_{\text{TK}} \left[E_{\text{TK}} = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \right]$ 增加。湍流

平衡方程表示为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(E_{\mathrm{TK}}) = T + P + B + \varepsilon, \qquad (22)$$

其中, 左式代表 E_{TK} 时间变化率; T为能量通量的散度, 包括脉动压力做功项、对流项以及黏性输运项。假设 湍动能方程中的 T、 B 可忽略不计,则存在着 P 与 ε 间的局地平衡。

将多个潮周期的湍流垂向结构数据在涨、落潮阶 段分别进行平均化处理,用以进行局地平衡特征分 析,并计算参数 $\left|\frac{P-\varepsilon}{P+\varepsilon}\right|$ 来表征湍动能剪切生成P与湍 动能耗散率 ε 的差异情况(图 8)。结果表明,随着距底 高度增加,T1 站位的湍动能剪切生成与湍动能耗散 率均呈现出先减小后增大的趋势(图 8a,8b),且在底 层与上层水体处二者差异最大(图 8c)。涨潮阶段,距 底 0.3 m处的 ADV 测得湍动能剪切生成明显大于湍

⁸ a

动能耗散率(分别为 $3.4 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^3$ 与 $8.2 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$)。 AD2CP 在距底 3 m 处测得的湍动能剪切生成与湍 动能耗散率差异不大、处于同一量级(分别为 5.8× 10⁻⁶ m²/s³ 和 5.4×10⁻⁶ m²/s³), 达到局地平衡。而距底 3 m 以上水体的湍动能耗散率均大于湍动能剪切生 成。落潮阶段的垂向结构与涨潮阶段较为相似、距底 0.3 m 处的湍动能剪切生成大干湍动能耗散率。距底 2 m 处达到局地平衡(图 8a)。但落潮阶段较涨潮阶段 湍动能剪切生成与湍动能耗散率分别小了49.0%与 47.6% (图8b)。 湍动能剪切生成与湍动能耗散率在涨、 落潮周期内的不对称分布可能为潮汐应变所致。潮汐 应变使得涨潮时水体层化减弱而落潮时水体层化加 强、从而导致涨潮时湍流作用强于落潮(熊龙兵等, 2014)。此外, T1站位落潮流弱于涨潮流, 也可能是湍 动能剪切生成与湍动能耗散率涨、落潮呈不对称分布 原因之一。

8

с



⁸∫b

图 8 T1 和 T2 站位湍流垂向结构

Fig.8 Vertical structure of turbulence at T1 and T2 stations

注: a 和 b 分别为 T1 站位涨潮阶段、落潮阶段湍动能剪切生成 *P* 和湍动能耗散率 ε ; c 为 T1 站位涨潮阶段、落潮阶段 $\left|\frac{P-\varepsilon}{P+\varepsilon}\right|$; d 和 e 分别 为 T2 站位涨潮阶段、落潮阶段湍动能剪切生成 *P* 和湍动能耗散率 ε ; f 为 T2 站位涨潮阶段、落潮阶段 $\left|\frac{P-\varepsilon}{P+\varepsilon}\right|$; 图中阴影部分表示数据的

54 卷

在近岸水体中、湍动能的源主要有两部分、一部 分来自干海底底部摩擦,另一部分则是海表波浪的 能量输入(Grasso et al, 2012; Talke et al, 2013)。T1 站 位底摩擦产生的湍动能向上运输、导致近底部的湍 动能剪切生成大于湍动能耗散率与浮力通量之和。由 于湍动能在水体中的垂向扩散、湍动能剪切生成与 湍动能耗散率均随着距底高度的增加而减小、涨潮 时距底 3 m 处、落潮时距底 2 m 处达到局地平衡、上 层水体则表现出湍动能耗散率大于湍动能剪切生成 的现象。另外、由于落潮时河流羽流与水体的剪切作 用增强,并且海表处常常伴随波浪的能量输入,中上 层水体的湍动能剪切生成与湍动能耗散率又逐渐增 大。在本文中、浮力通量是基于温盐恒定、密度变化 仅由悬沙浓度变化引起的假定条件计算得到, 比湍 动能剪切生成与湍动能耗散率小1~2数量级、可忽略 不计。但刘兴泉等(2004)、王鹏皓(2020)表明、长江口 区域内温盐结构可能发生活跃变化、因此、在水体层 化结构稳定的 T1 站位, 无法排除浮力通量对湍动能 非局地平衡的影响。综上所述、T1 站位的湍动能非局 地平衡可能为温盐等斜压作用引起的浮力通量与对 流共同作用所致。

T2 站位的湍流垂向结构与 T1 站位相似, 湍动能 剪切生成与湍动能耗散率, 二者差异在上层水体处 最大(图 8f), 落潮阶段的湍动能剪切生成与湍动能 耗散率比涨潮阶段分别小了 39.1%与 24.7% (图 8d 和图 8e)。T2 站位水体基本处于混合均匀或弱层化状 态(浮力通量可忽略不计), 观测期间有强波浪事件 (有效波高大于 2 m), 在强波浪作用下, 波浪破碎通 过影响脉动压力做功与黏性输运, 对湍流场造成显 著影响(Scully *et al*, 2016)。因此 T2 站位可能是由对 流、脉动压力做功与黏性输运共同作用引起的。

4 结论

本文在长江口及其邻近海域不同水深的区域 (8.2 m, 44.7 m)采用新型 5 波束 Signature 1 000 kHz AD2CP和 ADV为主要仪器进行座底式观测,得出以 下主要结论:

(1) 基于 ADV 和 AD2CP 获得的近底部边界层参数(摩阻流速、拖曳系数以及雷诺应力)结果基本一致,两种仪器的组合观测能在一定程度上提高湍流剖面观测的时空解析度。

(2) 长江口南槽受径流作用影响显著,在水体混 合较为均匀的落憩至初涨时刻, Ri 的量级范围约为 10^{-6} ~ 10^{0} ,强剪切作用促进了湍流混合;在水体层化 结构稳定性较强的涨憩至落急时刻,Ri约为 10^{0} ~ 10^{4} , 湍流混合被抑制。水下三角洲前缘海域由于距入海口 较远,其水体混合程度强于近岸海域,Ri多处于 10^{-6} ~ 10^{2} 。

(3)研究区湍动能主要有底层摩擦与海面波浪 两种能量输入源。底摩擦作用致使底层出现 P>ε 的湍 流非局地平衡现象,过剩的湍动能通过拟序结构向 上迁移,致使底层上方水体的湍流特征参数逐渐减 弱且 P 的衰减程度强于 ε。由于波浪能量的输入以及 落潮时河口上层羽流所产生的强剪切,海表处 P、ε 增大且出现 P<ε 的现象,水体呈现向下消耗的湍流 耗散结构。受近岸径流作用的影响,长江口南槽湍流 非局地平衡现象的主因可能为湍动能方程中温盐变 化引起的浮力通量以及对流效应。而长江水下三角洲 前缘海域湍流非局地平衡现象可能是对流和强波浪 作用影响的脉动压力做功、黏性输运因素导致的。

由于现场观测的时空局限性,在未来研究中,将 进一步开展空间尺度上湍流能量通量的散度研究、完 善不同季节长江口海域的观测,这对于充分了解湍 流混合、认知河口物质输运、构建高精度模型具有重 要意义。

致谢 南京大学唐杰平、陈德志、卢婷、兰庭飞与 华东师范大学盛辉、汤碧璇、常洋参加了现场观测及 样品处理分析工作,同济大学涂俊彪、孟令鹏在数据 处理方面给予诸多帮助,谨致谢忱。

参考文献

- 王鹏皓, 2020. 长江口海域环境要素分布及湍流混合[D]. 舟山: 浙江海洋大学: 21.
- 兰庭飞,吴昊,唐杰平,等,2019.基于新型高频声学多普勒 流速剖面仪的河口近底部边界层观测初探[J].海洋通报, 38(6):640-649.
- 刘兴泉,侯一筠,尹宝树,2004.东海沿岸海区垂直环流及其 温盐结构动力过程研究Ⅱ.温盐结构[J].海洋与湖沼, 35(6):497-506.
- 刘志宇, 2009. 强潮驱陆架海中的湍流与混合[D]. 青岛: 中国 海洋大学: 5, 11.
- 时钟,2001. 长江口水动力过程的研究进展(1979~1999)[J]. 海洋科学,25(6):54-57.
- 汪亚平,高抒,李坤业,1999.用 ADCP 进行走航式悬沙浓度 测量的初步研究[J].海洋与湖沼,30(6):758-763.
- 汪亚平,高建华,潘少明,2006. 长江河口区边界层参数的观测与分析[J]. 海洋地质动态,22(7):16-20.
- 沈焕庭,朱建荣,1999. 论我国海岸带陆海相互作用研究[J]. 海洋通报,18(6):11-17.

林姚坤, 包芸, 陈起程, 等, 2018. 夏季长江河口层化与湍流

混合特征分析[J]. 热带海洋学报, 37(5): 33-39.

- 鲁远征,吴加学,刘欢,2012.河口底边界层湍流观测后处理 技术方法分析[J].海洋学报,34(5):39-49.
- 熊龙兵, 2014. 长江河口环流与湍流混合: 数学模拟与理论计 算[D]. 上海: 上海交通大学: 98-100.
- 熊龙兵, 浦祥, 时钟, 等, 2014. 潮汐应变对长江口北槽枯季 湍流混合与层化的影响[J]. 海洋工程, 32(4): 41-57.
- BAKHODAY-PASKYABI M, FER I, REUDER J, 2018. Current and turbulence measurements at the FINO1 offshore wind energy site: analysis using 5-beam ADCPs [J]. Ocean Dynamics, 68(1): 109-130.
- BRICKER J D, MONISMITH S G, 2007. Spectral waveturbulence decomposition [J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 24(8): 1479-1487.
- DAVIES A M, GERRITSEN H, 1994. An intercomparison of three-dimensional tidal hydrodynamic models of the Irish Sea [J]. Tellus A, 46(2): 200-221.
- DEWEY R, STRINGER A S, 2007. Reynolds stresses and turbulent kinetic energy estimates from various ADCP beam configurations: theory [J]. Journal of Rhyscial Oceanography, 1: 35.
- FEDDERSEN F, WILLIAMS III A J, 2007. Direct estimation of the Reynolds stress vertical structure in the nearshore [J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 24(1): 102-116.
- GRASSO F, CASTELLE B, RUESSINK B G, 2012. Turbulence dissipation under breaking waves and bores in a natural surf zone [J]. Continental Shelf Research, 43: 133-141.
- GREEN M O, 1992. Spectral estimates of bed shear stress at subcritical Reynolds numbers in a tidal boundary layer [J]. Journal of Physical Oceanography, 22(8): 903-917.
- GREEN M O, MCCAVE I N, 1995. Seabed drag coefficient under tidal currents in the eastern Irish Sea [J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 100(C8): 16057-16069.
- GUERRA M, THOMSON J, 2017. Turbulence measurements from five-beam acoustic Doppler current profilers [J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 34(6): 1267-1284.
- GUO X Y, YANAGI T, 1998. Three-dimensional structure of tidal current in the East China Sea and the Yellow Sea [J]. Journal of Oceanography, 54(6): 651-668.
- LI R Z, VOULGARIS G, WANG Y P, 2022. Turbulence structure and burst events observed in a tidally induced bottom boundary layer [J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 127(6): e2021JC018036.
- LOHRMANN A, 2001. Monitoring sediment concentration with acoustic backscattering instruments[S]. Nortek Technical Note3: 1-5.
- MCDOUGALL T J, BARKER P M, 2011. Getting started with TEOS-10 and the Gibbs Seawater (GSW) Oceanographic Toolbox 2010[Z]. SCOR/IAPSO WG127(532), 1-28. http: // www. TEOS10.org, 2011.
- MESTAYER P G, CHAMPAGNE F H, FRIEHE C A, *et al*, 1978. Estimation of the fluxes over the ocean by the covariance and dissipation methods [M] // FAVRE A, HASSELMANN K. Turbulent Fluxes Through the Sea Surface, Wave Dynamics, and Prediction. New York, USA: Springer: 51-65.

RIPPETH T P, FISHER N R, SIMPSON J H, 2001. The cycle of

turbulent dissipation in the presence of tidal straining [J]. Journal of Physical Oceanography, 31(8): 2458-2471.

- STACEY T M, MONISMITH G S, BURAU R J, 1999. Measurements of Reynolds stress profiles in unstratified tidal flow[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans,104(C5).
- SCULLY M E, TROWBRIDGE J H, FISHER A W, 2016. Observations of the transfer of energy and momentum to the oceanic surface boundary layer beneath breaking waves [J]. Journal of Physical Oceanography, 46(6): 1823-1837.
- SHERWOOD C R, LACY J R, VOULGARIS G, 2006. Shear velocity estimates on the inner shelf off Grays Harbor, Washington, USA [J]. Continental Shelf Research, 26(17/18): 1995-2018.
- SIMPSON J H, BROWN J, MATTHEWS J, *et al*, 1990. Tidal straining, density currents, and stirring in the control of estuarine stratification [J]. Estuaries, 13(2): 125-132.
- SOULSBY R L, DYER K R, 1981. The form of the near-bed velocity profile in a tidally accelerating flow [J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 86(C9): 8067-8074.
- TALKE S A, HORNER-DEVINE A R, CHICKADEL C C, et al, 2013. Turbulent kinetic energy and coherent structures in a tidal river [J]. Journal of Geophysical Research: Oceans, 118(12): 6965-6981.
- THORNE P D, VINCENT C E, HARDCASTLE P J, *et al*, 1991. Measuring suspended sediment concentrations using acoustic backscatter devices [J]. Marine Geology, 98(1): 7-16.
- THORPE S A, 2007. An Introduction to Ocean Turbulence [M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press: 1-2.
- TROWBRIDGE J H, GEYER W R, BOWEN M M, et al, 1999. Near-bottom turbulence measurements in a partially mixed estuary: turbulent energy balance, velocity structure, and along-channel momentum balance [J]. Journal of Physical Oceanography, 29(12): 3056-3072.
- TURNER J S, BENTON E R, 1974. Buoyancy effects in fluids [J]. Physics Today, 27(3): 52-53.
- URICK R J, 1983. Principles of Underwater Sound [M]. 3rd edn. New York, USA: McGraw-Hill Book Company: 1-95.
- VOULGARIS G, MEYERS S T, 2004. Temporal variability of hydrodynamics, sediment concentration and sediment settling velocity in a tidal creek [J]. Continental Shelf Research, 24(15): 1659-1683.
- VOULGARIS G, TROWBRIDGE J H, 1998. Evaluation of the acoustic doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements [J]. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology, 15(1): 272-289.
- WANG X H, 2002. Tide-induced sediment resuspension and the bottom boundary layer in an idealized estuary with a muddy bed [J]. Journal of Physical Oceanography, 32(11): 3113-3131.
- WANG J F, MACDONALD D G, ORTON P M, *et al*, 2015. The effect of discharge, tides, and wind on lift-off turbulence [J]. Estuaries and Coasts, 38(6): 2117-2131.
- ZHANG Q J, WU J X, 2018. On the phase lag of turbulent dissipation in rotating tidal flows [J]. Continental Shelf Research, 156: 23-32.

OBSERVATION AND ANALYSIS OF TURBULENCE VERTICAL PROFILE IN THE CHANGJIANG RIVER ESTUARY

TIAN Jing¹, ZHANG Fan², LI Ren-Zhi², GAO Chao¹, WU Hao¹,

XING Fei², GAO Jian-Hua¹, WANG Ya-Ping^{1,2}

(1. Institute of Geochemical Exploration and Marine Geological Survey, East China Mineral Exploration and Development Bureau, Nanjing 210023, China; 2. State Key Laboratory of Estuarine and Coastal Research, East China Normal University, Shanghai 200241,

China)

Abstract Small-scale turbulence process is critical to material transport and energy exchange in estuaries. Due to the limitation of traditional observation methods, observation of turbulence vertical profiles in relatively shallow areas is scarce, which limits the study of estuarine turbulence processes. In this study, a 5-beam Signature 1 000 kHz acoustic Doppler current profiler (Nortek Signature 1 000 kHz AD2CP) was used to observe the turbulence vertical profiles in the Changjiang (Yangtze) River estuary, and low-noise, high-frequency turbulence parameters vertical profiles were obtained. The data were compared with the synchronous observation results from an Acoustic Doppler Velocimeter (ADV). The comparison shows that the most crucial parameters of the near-bottom boundary layer, such as friction velocity u_* , drag coefficient C_d , and Reynolds stress S_R , obtained by AD2CP and ADV are basically consistent. Bottom friction and wave energy are the main sources of turbulent kinetic energy. Non-local equilibrium is found in turbulence vertical structure. The buoyancy flux caused by temperature and salinity gradient, convection, pulse pressure work, and viscous transport caused by strong wave action are the main factors of the non-local equilibrium of turbulence vertical structure in the Changjiang River estuary.

Key words Changjiang River estuary; near-bottom boundary layer; turbulent kinetic energy balance; water mixing