

分类号_____密级_____

UDC _____



研究生学位论文

强潮驱陆架海中的湍流与混合

研究生姓名 刘志宇

指导教师姓名 魏皓

申请学位级别 博士 专业名称 物理海洋学

论文答辩日期 2009年6月5日 学位授予日期 2009年6月

中国海洋大学

谨以此文献给所有关心、支持与帮助过我的人们！

----- 刘志宇

强潮驱陆架海中的湍流与混合

学位论文完成日期： 2009年4月

指导教师签字： _____

答辩委员会成员签字： _____

独 创 声 明

本人声明所提交的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含未获得（注：如没有其他需要特别声明的，本栏可空）或其他教育机构的学位或证书使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名： 签字日期： 年 月 日

学位论文授权使用授权书

本学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和磁盘，允许论文被查阅和借阅。本人授权学校可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。同时授权中国科学技术信息研究所将本学位论文收录到《中国学位论文全文数据库》，并通过网络向社会公众提供信息服务。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：

导师签字：

签字日期： 年 月 日

签字日期： 年 月 日

强潮驱陆架海中的湍流与混合

摘要

占全球海洋总面积8%的陆架海是海洋中物理、生物活动最为密集的区域。在陆架海中,湍流混合是众多物理、生化过程的核心,它是水体结构及营养盐通量的关键控制因子,并控制着初级生产率及颗粒物的沉降、再悬浮、絮凝与解凝过程。利用在黄海与Clyde海两典型强潮驱陆架海中湍流混合的直接观测,本文对强潮驱陆架海中的湍流混合特征及其机理进行了较为深入与系统的研究。

通过对弱层化季节黄海两对比性站位(潮流类型分别为往复型与旋转型)处潮流结构与湍流混合特征的研究,本文发现往复型与旋转型潮流中潮混合特征显著不同:1、在往复型潮流中,水体不同深度处水平流速垂直剪切的位相基本一致,而在旋转型潮流中,由海底摩擦作用于潮流而产生的强流速剪切由海底缓慢向上传播;2、在往复型潮流中,由平均流速的对数分布所估计出的海底摩擦速度与由实测高频流速直接计算的结果基本相当,而在旋转型潮流中,前者是后者的二倍。分析表明,潮流的旋转、由局地地形造成的型阻以及水体的弱层化可能是上述差异产生的原因;3、经典的壁湍流理论以及湍封闭模型中经常采用的湍动能与其耗散率间的关系对于弱层化的往复型潮流是成立的,而在旋转型潮流中,壁湍流理论需要进行修正。

对强层化季节黄海两对比性站位(分别位于中央海盆区与局地陆坡区)处层化、内波以及湍流混合特征的研究结果表明:1、强层化季节的陆架海水体一般呈现显著的三层热盐结构,在水体近乎混合均匀的上混合层与潮流底边界层之间为强跃层;2、近表层水体的湍流混合强度主要由海表浮力通量的日变化与海表风强迫控制,而在潮流底边界层内,潮混合是水体热量、物质、动量与能量垂直交换的主要机制;3、潮混合影响的深度由潮流大小决定,在黄海,一般可达10-15 m,因此,在水深较深的区域,在跃层与潮混合所至深度范围的上界之间存在湍流混合非常弱的区域,这显著抑制水体内物质的垂直通量,为物质垂直交换的瓶颈,而在水深较浅的区域,潮混合影响范围可至跃层底部,因此物质在跃层以下整个水体中混合非常均匀,当跃层内间歇性强混合发生时,可以产生显著的跨跃层物质输运;4、近底潮致强湍流耗散缓慢地向上传播,底下不同深度处垂直湍扩散系数也具有显著的位相差异,且二者均随时间呈现四分之一周日周期的变化;5、在地形较为平坦的中央海盆区,内波活动非常微弱,因此跃层内湍流混合非常弱,垂直扩散系数为分子扩散水平,跨跃层物质通量受到显著抑制,而在地形变化较为显著的局地陆坡区,内波活动非常活跃,除

内潮的影响外，高频内波与内孤立波的影响也很显著，因此跃层内存在很强的间歇性强混合，内孤立波存在的区域，水体湍流混合显著增强。

基于剪切不稳定的线性理论，本文研究了强层化强潮驱陆架海中水体的动力稳定性。结果表明：1、一般来讲水体并不处于一些研究者所认为的临界稳定性状态，而可能是很不稳定或很稳定；2、虽然强潮驱陆架海中实际流动所对应的临界梯度Richardson数有时非常接近Miles-Howard临界值0.25，但在很多情况下其显著小于0.25，因此在实际应用中简单地取0.25作为剪切不稳定发生的临界值是不合理的；3、水体中最不稳定扰动生长的 e -折周期与最不稳定扰动最显著处的浮性周期基本相当，水体中小振幅扰动的生长率与湍流混合强度显著地受控于水体的层结状况；4、水体湍流混合特征与剪切不稳定性之间存在着机制性联系，可以由不稳定扰动的特征量来参数化湍动能耗散率，本文给出了相应的参数化公式。

关键词：陆架海，潮流，湍流，混合，内波，剪切不稳定

Turbulence and Mixing in Tidally Energetic Shelf Seas

Abstract

The shelf seas have an importance that is out of proportion to the relatively small fraction of the area of the global ocean they occupy ($\sim 8\%$). It is area of intense physical and biological activity. In shelf seas, turbulent mixing is central to many physical and biological processes, as it is often the key determinant of water column structure and nutrient fluxes, and hence the rate of primary production, and also the settling, resuspension, aggregation and disaggregation of particulate matter. In this dissertation, turbulence and mixing in typical tidally energetic shelf seas are investigated by using direct measurements of turbulence parameters in the Yellow Sea and Clyde Sea.

By analyzing the characteristics of turbulence at two comparative stations (the flows are reversing and rotating tidal currents, respectively) in the Yellow Sea, it is found that the reversing and rotating tidal flows affect small-scale near-bottom dynamics differently. In reversing flows, the near-bottom shear and the shear at the upper levels are almost in phase, while in rotating flows, the shear generated near the seafloor propagates slowly to the water interior. The log-layer and skin-layer estimates of the bottom friction velocity show close correspondence for the reversing tidal flows, but when the tidal vector rotates over a sloping bottom the log-layer estimate is approximately twice of the skin-layer one. The rotation, form drag due to local topographic inhomogeneities, and weak but appreciable stratification are suggested to be possible sources for this discrepancy. The classical wall-layer parameterization of the turbulent dissipation rate is found to hold well for reversing flows, while modifications are needed for rotating flows. The relationship between the turbulent kinetic energy and its dissipation rate, which is widely used to parameterize the dissipation rate in turbulence closure models, is found to hold well for both reversing and rotating flows, but with different coefficients.

Microstructure profiling measurements at two comparative stations (a deeper central basin and a local shelf break) in the stratified Yellow Sea are analyzed, with emphasis on tidal and internal-wave induced turbulence near the bottom and in the pycnocline. The water column has a distinct three-layer thermohaline

structure, consisting of weakly stratified surface and bottom boundary layers and a narrow sharp pycnocline. Turbulence in the surface layer is controlled by the diurnal cycle of buoyancy flux and wind forcing at the sea surface, while the bottom stress induced by barotropic tidal currents dominates turbulence in the bottom boundary layer. The maximum level at which the tidally enhanced mixing can affect generally depends on the magnitude of the tidal current, and it can be up to 10–15 m in the Yellow Sea. This suggests that, in the deeper regions of the shelf seas, turbulent dissipation and mixing are very weak at the levels between the near-bottom tidally enhanced layer and the pycnocline. Therefore, these levels provide a significant bottle neck for the vertical exchanges. In the shallow regions, however, the tidally-induced turbulence can occupy the whole water column below the pycnocline. A quarter-diurnal periodicities of the turbulent dissipation rate and eddy diffusivity are found at different heights with evident time lag. In the relatively flat central basin, the pycnocline is essentially non-turbulent and internal-wave activity is very weak. Therefore, vertical fluxes across the pycnocline decreased to molecular levels. In contrast, internal waves of various periods can be always found near the local shelf break. Particularly, on the passage of internal solitary waves, turbulence in pycnocline can be increased by orders.

The linear theory of dynamic instability is used to investigate the stability of baroclinic tidal flows in shelf seas. It is found that the flows are not generally in a state of marginally stable, but either very unstable or very stable. Although for some flows the critical gradient Richardson number is close to the Miles-Howard limit of 0.25, for others it is substantially less. The e-folding period of the most unstable disturbances is found to be generally close to the buoyancy period at the levels where the disturbance has the largest amplitude. This suggests that the growth rate of small disturbances and the consequent turbulence in the flow are largely under a physical control of the stratification. A mechanistic link between the turbulent dissipation and the instability of the flow is revealed, based on which a new parameterization formula for turbulent dissipation is devised.

Keywords: shelf seas, tidal current, turbulence, mixing, internal waves, dynamic instability

目 录

第一章 引言	1
1.1 研究背景与动机	2
1.2 海洋湍流混合研究基础	4
1.2.1 湍流的基本性质	4
1.2.2 湍流的统计描述	5
1.2.3 湍流的能谱	8
1.2.4 湍流的特征尺度	9
1.3 海洋湍流混合研究的观测与数值模拟方法	11
1.3.1 观测方法	11
1.3.2 数值模拟方法	13
1.4 本文拟开展的工作	14
第二章 旋转与往复型潮流及其所致湍流混合	
I. 平均流及其剪切	15
2.1 引言	15
2.2 仪器设置与观测	16
2.3 观测期间的气象状况	17
2.4 潮流与假潮	19
2.5 热盐结构	23
2.6 流速剖面与剪切	26
2.6.1 流速剖面	26
2.6.2 水平流速的垂直剪切	31
2.7 本章小结	35
第三章 旋转与往复型潮流及其所致混合	
II. 近底湍流与混合	37
3.1 引言	37
3.2 湍动能耗散率与垂直湍扩散系数	38
3.3 海底摩擦速度	45
3.4 湍动能耗散率与摩擦速度的关系	49
3.5 本章小结	52

第四章 强潮驱陆架海中的内波、湍流与混合	54
4.1 引言	54
4.2 观测与数据处理	54
4.3 结果与讨论	58
4.3.1 热盐结构	58
4.3.2 ε 、 K_N 及Ri的深度-时间变化	61
4.4 本章小结	68
第五章 强潮驱陆架海中内潮的剪切不稳定	70
5.1 引言	70
5.2 观测数据	71
5.2.1 观测方法	71
5.2.2 日平均流速、层结与湍动能耗散率	71
5.2.3 流速、层结与湍动能耗散率的时空变化	72
5.3 分析方法	73
5.3.1 Taylor-Goldstein方程及其数值解	73
5.3.2 实测流的稳定性分析	76
5.4 分析结果	81
5.4.1 最大生长率与临界稳定性	81
5.4.2 与湍动能耗散率的比较	84
5.5 本章小结与讨论	87
5.5.1 流动的稳定性	87
5.5.2 不稳定扰动的生长率紧密联系于 ε 吗?	87
5.5.3 新的 ε 参数化公式与其它公式相比较如何?	88
第六章 结论与展望	89
6.1 结论	89
6.2 展望	90
附录	92
附录A 边界位置的选取对稳定性分析结果的影响 与局地扰动的生长率	92

第一章 引言

湍流被认为是经典物理中最后一个没有解决的难题，而海洋湍流也是目前物理海洋学所面临的重要挑战。湍流混合是海洋中物质、热量、动量以及能量交换的主要物理过程，是海洋中众多物理、生化过程的核心，是维持大洋子午环流的最主要因子，并对全球气候系统的维持与变化有着重要影响。因此，对于海洋湍流及其混合效应的认识是人们正确认识海洋如何运转、成功构建海洋预测模型的基础和前提，也是正确认识全球气候维持与变化的机理、建立具备全球气候变化预测能力的海-气耦合模型的基础。逐步加深对海洋湍流混合过程动力学与能量学的认识与量化、逐步改善海洋湍流混合的参数化方案是物理海洋学研究的核心任务之一，也是当前物理海洋学研究的热点问题。

位于大陆边缘200 m以浅的陆架海是对人类生存与发展最为重要的海域。虽然仅占全球海洋总面积的8%，陆架海贡献了全球总初级生产力的15–30% (e.g., Wollast 1998; Muller-Karger et al. 2005)，是海洋初级生产最为密集的区域，对全球碳循环及营养盐循环具有重要意义；世界上90%的渔业资源来自于陆架海，陆架海也是人类从事航运、石油钻探开采等生产与生活活动的重要场所。从海洋动力学的角度，陆架海是全球海洋中动力环境最为活跃的部分，全球潮能耗散的60–70%发生在陆架海 (Egbert and Ray 2000)。在高潮能驱动陆架海（以下简称强潮驱陆架海）中，潮流通过底摩擦造成的强能量耗散是湍流混合的主要能量来源 (e.g., Simpson and Hunter 1974; Simpson et al. 1996)，水体中90%以上的湍动能生成于潮流底边界层内 (e.g., Bowden 1983)；而在海表，间歇性的风强迫（直接强迫或通过海浪及其破碎、Langmuir环流等机制）主要造成近表层水体的混合 (e.g., Craig and Banner 1994; Thorpe 2003; Qiao et al. 2004)；在层化季节，内潮、近惯性内波以及高频内（孤立）波的剪切不稳定（内波破碎）可以在水体内部造成间歇性的强混合 (e.g., van Haren et al. 1999; van Haren 2000; Holloway et al. 2001; Sharples et al. 2001; Rippeth and Inall 2002; MacKinnon and Gregg 2003a; Rippeth 2005; Rippeth et al. 2005)。由于上述强迫在潮内到季节的尺度上都具有显著的变化，强潮驱陆架海中的湍流混合具有显著的时空变化并占据很宽的频（波数）带。因此，对不同潮流类型、不同层化条件下强潮驱陆架海中的湍流混合进行系统的研究具有重要意义。

1.1 研究背景与动机

近年来, 为了加深对陆架海中湍流混合的认识, 国际上进行了一系列研究. 其中, 以在美国“近岸混合与水体光学性质 (Coastal Mixing and Optics)”项目支持下MacKinnon等在新英格兰陆架海的研究 (MacKinnon and Gregg 2003a,b; Dickey and Williams III 2003; MacKinnon and Gregg 2005a,b)、在欧盟“陆架海中的垂直交换过程 (Processes of Vertical Exchange in Shelf Seas)”项目支持下Howarth等在北海的研究 (Howarth et al. 2002; Burchard et al. 2002; Fisher et al. 2002)、Lozovatsky等在黑海的研究 (Lozovatsky et al. 1999; Lozovatsky and Fernando 2002) 以及Simpson等在爱尔兰海、Celtic海与Malin海的研究 (Simpson et al. 1996, 2000, 2002; Rippeth et al. 2001, 2002, 2003, 2005; Rippeth 2005; Sharples et al. 2007; Green et al. 2008; Thorpe et al. 2008; Palmer et al. 2008; Simpson et al. 2009) 为代表. 这些研究都利用湍流微尺度剖面仪获得了流混合的直接观测, 因此加深了人们对各种环境下湍流混合过程的认识, 揭示了陆架海中湍流混合的一些特征及其 (可能的) 机理, 也在一定程度上检验了目前海洋数值模拟中采用的各种湍流封闭方案. 这些研究的主要结果可以总结为以下几点:

- 1、在一阶近似意义下, 潮驱陆架海中水体的垂向结构由风和潮流分别在上下边界层造成的湍流混合与海表热强迫之间的平衡确定;

- 2、在强潮驱陆架海中, 潮流在底边界层内造成的强能量耗散是水体湍流混合的主要能量来源, 随离底高度的增加, 剪切应力、湍动能生成率、湍动能以及湍动能耗散率等湍流参数逐渐减小, 且存在明显的位相滞后;

- 3、在河口等受淡水影响比较显著的区域, 由潮流垂直剪切与水平密度梯度造成的潮流拉伸 (tidal straining), 会在涨潮时造成强混合;

- 4、在层化季节, 跃层的存在会显著抑制跃层内湍流的发展, 但强层结同时也是内波的温床, 观测结果显示跃层内通常存在着很强的流速剪切, 因此剪切不稳定会在跃层内造成间歇性的强混合, 内潮与近惯性内波是强剪切的主要来源. 这种间歇性强混合的一个重要结果是夏季在跃层内存在着叶绿素最大值, 这是因为间歇性的强混合会将底层营养盐输送到跃层内, 而跃层内相对较弱的混合, 充足的有效光强, 使得跃层内成为浮游植物生长最适宜的环境;

- 5、虽然基于内波理论建立的湍流混合参数化方案已被很多研究证明可以较好地用来估计开阔外海跃层内的湍动能耗散率, 但这样的参数化方法在陆架海却不适用. 基于跃层内流速剪切主要源于内潮和近惯性内波的观测事

实, MacKinnon and Gregg (2003b, 2005b) 提出了一种适用于陆架海跃层内湍流混合的参数化方案, 但该方案具有明显的缺陷, 并不具有普遍性.

虽然已有的研究表明内潮与近惯性内波可能是跃层内流速剪切的两个主要来源, 但对于造成间歇性强混合的机制至今尚不清楚, 也因此无法在海洋数值模式中正确地参数化. 而在上述对强潮驱陆架海中湍流混合特征的研究中, 研究站位的潮流都是往复型潮流, 流动近似为二维振荡型流动, 因此问题得到了很大的简化. 而在实际的陆架海中, 大部分区域为旋转型潮流, 流动为三维振荡型流动, 潮流在底边界造成的强湍流的特征及其时空变化会更加复杂. 潮流的旋转会如何影响强潮驱陆架海中的湍流混合特征是亟待回答的问题.

黄海平均水深44 m, 是典型的强潮驱陆架海. 除了间歇发生的大风造成的风生流, 潮流是黄海最重要的动力要素. 在秋冬季节 (更确切地, 晚秋至初春), 海面冷却造成的垂直对流、海面风混合以及潮流在底边界层内造成的强湍流混合使水体垂直混合近乎均匀, 水体垂直 (物质、热量) 交换非常通畅. 由于黄海中央海盆区的潮流为典型的旋转潮流, 而在近岸 (如胶州湾湾口附近) 多为往复流, 选择两对比性站位 (潮流类型分别为旋转流与往复流) 进行观测研究, 将会获得不同类型潮流下水体湍流混合特征, 特别是底边界层动力学特征的差异及其可能的机理. 在春夏季节 (更确切地, 晚春至早秋), 由海面加热造成的强层结是黄海的重要水文特征. 水平上, 潮汐锋将整个海区分为充分混合的浅水区与强层化的深水区. 而位于海盆中央跃层以下的黄海冷水团是黄海层化季节最典型的特征. 在层化的黄海冷水团区域, 水体呈现典型的三层结构, 在水体近乎混合均匀的上混合层与底边界层之间, 存在着只有几米厚的强跃层, 跃层上下温差可达 20°C . 这种典型的三层结构是许多层结流体理论与实验研究中经常采用的模型, 也使层化季节的黄海冷水团区域成为研究跃层内间歇性强混合的特征及其产生机制的天然实验室. 因此, 对于黄海层化季节湍流混合的观测研究, 不仅可以加深人们对黄海特定环境下湍流混合特征的认识, 而且可以用来检验许多理论、实验以及数值模拟研究的结果.

Clyde海是位于苏格兰西侧的一个半封闭型强潮驱陆架海, 与爱尔兰海的北海峡 (North Channel) 通过一个约40 m深的海槛 “great Plateau” 相连. 中央海盆区水深为100–180 m. 由于大量的淡水输入, 在一年中的大部分时间Clyde海都处于层化状态. 特别是在夏季, 海表加热与淡水输入的双重作用使得水体呈现强层化, 表底密度差异可达 2 kg m^{-3} , 因此非常适合进行跃层内间歇性强混合产生机制的研究.

基于对上述研究背景的认识, 本论文利用在黄海和Clyde海两典型强潮驱陆

架海不同季节湍流混合的直接观测，系统研究强潮驱陆架海中湍流混合的特征及其机理。

1.2 海洋湍流混合研究基础

1.2.1 湍流的基本性质

自然界中的大多数流动都呈湍流状态，这体现在流动具有很强的随机性与不规则性且实际的流动由不同尺度的涡旋组成。在海洋中，湍流涡旋的尺度大约跨越八个量级，即从毫米量级的耗散尺度到百公里的中尺度涡旋，而其时间尺度则从1 s以内到数月。对于湍流的确切定义非常困难，至今尚未有公认的结论，一般通过其如下显著特征来进行刻画（Kantha and Clayson 2000）：

1、不规则性与随机性：湍流在时间与空间上都具有很强的不规则性，很难对其在所有时空尺度上进行完整地刻画，而只能通过统计的方法来描述。湍流在本质上是随机的；

2、空间三维性：所有湍流都是三维的，因此对湍流的完整描述，必须在三维空间；

3、高涡度：湍流中流体微团存在显著的变形与旋转，涡旋的拉伸是湍流中涡度产生与维持的主要机制；

4、高非线性：湍流在本质上是高非线性的，因此不同尺度的涡旋存在显著的相互作用，从而导致涡旋的拉伸，使湍流保持其高涡度，能量由大尺度逐渐向小尺度级串，最终由分子粘性耗散掉；

5、高耗散性：涡旋的拉伸可以将能量与涡度向更小的尺度传递（级串），大涡通过湍流剪切应力与平均流速剪切的相互作用获得能量，而小涡因为分子粘性的作用而逐渐耗散能量，因此湍流的维持需要不断地从平均流中获得能量，一旦失去能量供给，湍流将快速衰减；

6、高扩散性：湍流中质量、热量以及动量的扩散系数一般比分子扩散（或粘性）系数好几个量级；

7、具有很宽的谱带：湍流的能谱具有很宽的波数带，且能量主要分布在大尺度（低波数），而能量耗散主要发生在小尺度（高波数）；

8、在大尺度是各向异性的：高雷诺数湍流在小尺度基本上各向同性的，但在大尺度，总是各向异性的，因此湍流中剪切应力（雷诺应力）主要由含能大涡控制，而小涡的贡献基本可以忽略（在严格的各向同性湍流中剪切应力为零）。

1.2.2 湍流的统计描述

在湍流中，涡旋的最小尺度（一般用Kolmogorov尺度来表征）远大于分子自由程，仍然满足流体的连续介质假设，因此流动可以由Navier–Stokes方程来描述。然而，由于湍流的高非线性与混沌特性，对其精确的描述一般是不可能的。实际研究中通常采用雷诺分解的方法对其进行统计描述，即将流速 u_i （ $i = 1, 2, 3$ 分别表示流速的三个分量）分解为平均流速 \bar{u}_i 与湍流脉动 u'_i 的和

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad (1.1)$$

根据定义，湍流脉动的平均值 $\overline{u'_i} = 0$ 。将式1.1代入Navier–Stokes方程，并取平均即可得平均流的动量方程。可以看出，方程中除分子粘性力外还出现了雷诺应力张量 $-\rho\overline{u'_i u'_j}$ ，写为分量形式即为

$$\begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{yx} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{zx} & \tau_{zy} & \tau_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\rho\overline{u'^2} & -\rho\overline{u'v'} & -\rho\overline{u'w'} \\ -\rho\overline{v'u'} & -\rho\overline{v'^2} & -\rho\overline{v'w'} \\ -\rho\overline{w'u'} & -\rho\overline{w'v'} & -\rho\overline{w'^2} \end{bmatrix}, \quad (1.2)$$

这是一个对称张量（即 $-\rho\overline{u'_i u'_j} = -\rho\overline{u'_j u'_i}$ ），对角线元素为法向应力，非对角线元素为剪切应力。其中， τ_{ij} 表示 i 平面上 j 方向的动量通量。对于严格的各向同性湍流， $\overline{u'_i u'_j} = 0$ ，且 $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$ 。在海洋中，水平上对流总是显著占优的，因此，我们一般只考虑水平动量的垂直通量，即定义雷诺应力 $\vec{\tau} = (-\rho\overline{u'w'}, -\rho\overline{v'w'})$ 。

平均流运动方程中雷诺应力的出现使得其求解必须依赖于湍流脉动高阶量的估计，而要获得后者的求解必须依赖于更高阶量的估计，因此产生所谓的湍流不封闭问题。如果不引入湍流脉动高阶量与平均流间的某种关系，平均流的运动方程将无法求解。为解决这个问题，Boussinesq提出了湍流的似粘性假设（e.g., Kundu and Cohen 2002），即将雷诺应力比拟于分子粘性力写为平均流流速梯度（剪切）与湍粘性系数的乘积，

$$\begin{aligned} \tau_{xz} &= -\rho\overline{u'w'} = \rho K_M \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}, \\ \tau_{yz} &= -\rho\overline{v'w'} = \rho K_M \frac{\partial \bar{v}}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

这里， K_M 为垂直湍粘性系数。需要指出的是，理论上讲上述两式中的垂直湍粘性系数并非一定相等，但实际研究中一般不将二者进行区分。

类似地，流体的标量属性 s （如温度、盐度、密度等）也可分解为平均量与湍流脉动量的和，即

$$\begin{aligned} s &= \bar{s} + s', \\ \overline{s'} &= 0, \end{aligned} \quad (1.4)$$

于是，标量属性 s 的平均输运方程中会出现湍流扩散项 $-\overline{u'_i s'}$ 。类比于雷诺应力的参数化， $-\overline{u'_i s'}$ 可以写为 \bar{s} 的梯度与湍扩散系数的乘积，

$$-\overline{u'_i s'} = K_i \frac{\partial \bar{s}}{\partial x_i}, \quad (1.5)$$

这里， K_i 为 i 方向上的湍扩散系数（ $i = 1, 2, 3$ 分别对应于 x, y, z 方向，相应的湍扩散系数可分别写为 K_x, K_y, K_z ）。在海洋中，由于水体一般呈稳定层化状态，湍流的垂直翻转需要克服重力做功，垂直混合比水平混合需要更多的能量，因此垂直湍扩散系数（ K_z ）显著小于水平湍扩散系数（ K_x & K_y ）。然而，由于水平上对流显著占优，水平混合的作用相对较弱，而在垂向上，湍流混合是标量属性交换的主要过程，因此水体的垂直混合非常重要，也是海洋湍流混合研究的主要对象。除特别说明外，本文中所谈到的湍流混合均指垂直（跨等密面）混合，湍粘性系数指垂直湍粘性系数 K_M ，湍扩散系数指垂直湍扩散系数 K_z 。

利用上述流速的雷诺分解以及Navier-Stokes方程与不可压流体的连续方程可以得到如下湍动能方程，

$$\frac{d}{dt} \overline{\left(\frac{1}{2} u_i'^2 \right)} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho} \overline{p' u'_j} + \frac{1}{2} \overline{u_i'^2 u'_j} - 2\nu \overline{u'_i e'_{ij}} \right) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{g}{\rho} \overline{\rho' w'} - 2\nu \overline{e_{ij} e_{ij}}, \quad (1.6)$$

其中， $\frac{d}{dt} \overline{\left(\frac{1}{2} u_i'^2 \right)} = \frac{\partial}{\partial t} \overline{\left(\frac{1}{2} u_i'^2 \right)} + \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\left(\frac{1}{2} u_i'^2 \right)}$ ，表征沿平均流运动轨迹上湍动能的增长率，等号右边前三项为能量通量的散度，表征湍动能的空间输运（前两项为湍流自身的输运，第三项为粘性输运），等号右边后三项分别为湍动能的剪切生成项（总是正值）、浮力生成项（正负取决于水体的层结状态）与粘性耗散项（总为负值）。对于重力稳定的层化水体，浮力生成项为负值，表征湍流混合过程中湍动能向水体重力位能的转化；而对于重力不稳定层结，浮力生成项为正值，即水体中垂直对流的发生可以导致湍动能的生成。

湍动能耗散率 $\varepsilon = 2\nu \overline{e_{ij} e_{ij}}$ ，其中 ν 为海水的分子粘性系数， $e_{ij} \equiv \frac{1}{2} (u'_{ij} + u'_{ji})$ 为拉伸率。上述表达式写为更容易理解的形式即为： $\varepsilon = 2\nu \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \overline{e_{ij}^2} =$

$\frac{1}{2}\nu \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i}\right)^2}$. 可以看出, ε 的精确表达式非常复杂, 因此对其准确的测量极其困难. 对于各向同性湍流, 上式大大简化, $\varepsilon = 7.5\nu \overline{(\partial u'/\partial z)^2} = 15\nu \overline{(\partial u'/\partial x)^2}$. 式中 $\partial u'/\partial z$ 和 $\partial u'/\partial x$ 可以等价地替换为其它流速分量的剪切 ($\partial u'_i/\partial x'_j$) 或拉伸 ($\partial u'_i/\partial x'_i$). 因为对各向同性湍流中 ε 的观测只需要测量其中一个流速分量的剪切或拉伸, 所以观测的难度大大降低, 也因此使得各向同性假设成为海洋湍流观测中 (如湍流微尺度剖面观测) 普遍采用的假设. 但值得注意的是, 在许多情况下, 各向同性假设的适用性并未得到证实, 因此对测量结果的阐释与应用必须非常小心.

如果忽略式1.6中湍动能的时间变化与空间变化项, 即引入湍动能的局地平衡假设, 可得

$$-\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} = \frac{g}{\rho} \overline{\rho' w'} + \varepsilon, \quad (1.7)$$

即流速剪切生成 $P = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j}$ 与湍流通过垂直混合转化为水体的重力势能 $B = \frac{g}{\rho} \overline{\rho' w'}$ 与分子粘性耗散 ε 的和相平衡. 在非层化水体中 (如在底边界层内), $B = 0$, 上述平衡简化为 $P = \varepsilon$, 即局地湍动能生成与分子粘性耗散相平衡; 而在层化水体中, 通过引入通量Richardson数 $R_f = B/P$ 可由式1.7求得垂直密度湍扩散数 K_ρ (Osborn 1980),

$$K_\rho = \frac{B}{N^2} = \frac{R_f}{(1 - R_f)} \frac{\varepsilon}{N^2} = \Gamma \frac{\varepsilon}{N^2}. \quad (1.8)$$

其中, N 为浮性频率, $\Gamma = \frac{R_f}{1 - R_f}$ 为混合效率. 在其开创性的论文中, Osborn给出 R_f 的上限为0.17, 即 $\Gamma \leq 0.20$, 并被广泛引用至今. 但需要指出的是, 海洋中混合效率 Γ 并非常数, 而与湍流的生成机制与演化阶段等有关 (e.g., Thorpe 2005; Ivey et al. 2008). 事实上, Simpson et al. (1978) 通过分析潮汐锋处的能量平衡得出, 在强潮驱陆架海中正压潮流的混合效率非常低, 对应的通量Richardson数 $R_f = 0.0037$. 这不难理解, 因为潮流能量的耗散主要在已经近乎混合均匀的边界层内. 在层化剪切流体中, Γ 要比正压潮流的混合效率大1-2个量级, 但不同作者的结果相差很大: 如Stigebrant and Aure (1989) 给出 $R_f = 0.056$, Arneborg (2002) 给出 $R_f = 0.11$, 而Gargett (1984) 与Sandstrom and Oakey (1995) 则给出 $R_f = 0.20$. 虽然目前对海洋中湍流混合效率的认识还非常有限, 但有一点可以肯定的是, 对于层化太强或太弱的水体取 $\Gamma = 0.20$ 都是不合适的, 因此在应用式1.8估计垂直湍扩散系数时要特别小心. 近年来, 随着海洋

观测技术的不断提高，海洋湍流混合能量学的研究取得了显著的进展，一些新的观测手段不断涌现出来，但对于湍流混合效率的认识还主要依赖于数值模拟和实验室试验，因此，对湍流混合效率的研究是当前海洋湍流混合研究的重要任务之一，也是一个难点。

1.2.3 湍流的能谱

对于高雷诺数湍流，能谱一般由三个副区组成：含能副区、惯性副区以及耗散副区。含能副区对应于大尺度运动，由大涡组成，大涡通过雷诺应力与平均流速剪切的相互作用从平均流中获得能量，因此湍流的能量主要由大涡控制。在含能区内，湍流表现出显著的各向异性，所以大涡也控制着湍流的动量通量（雷诺/剪切应力）。在含能副区内，能谱的形式与平均流速强迫有关，波数谱在能量输入显著的波数处（段）具有明显的峰值。

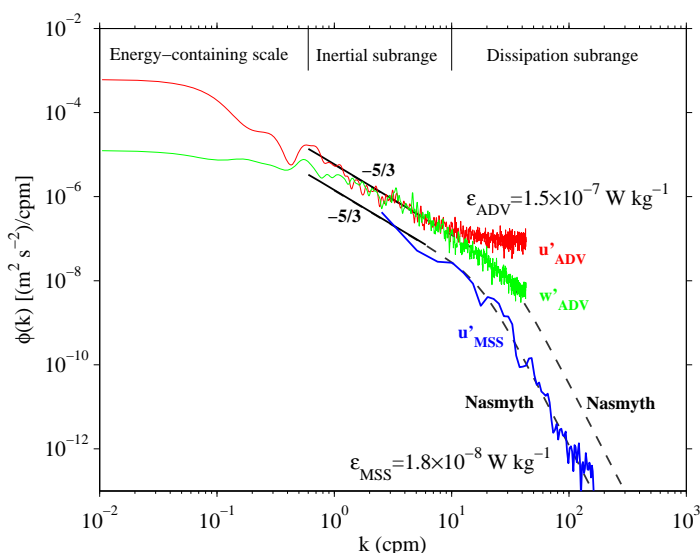


图 1.1: 实测流速的波数谱. 其中，红线与绿线为由青岛外海一站位D处获得的三维点式流速仪ADV观测资料计算的流速东分量 u 与垂直分量 w 的波数谱（详见第三章），蓝线为由南黄海中部长一站位A1处湍流微尺度剖面仪MSS观测资料所计算的流速 u 的波数谱（详见第四章），而黑色实线与虚线分别为实测波数谱所对应的惯性副区与耗散副区内的理论谱. 图中给出了相应波数谱所对应的湍动能耗散率 ϵ .

耗散副区由小涡组成，受分子粘性力的影响非常显著，因此存在着很强的能量耗散，湍流耗散谱在此副区内具有明显的峰值. 观测表明，在耗散区内湍流能谱近似满足Nasmyth普适谱（1970），除波数 k 外，普适谱只与湍动能耗散

率 ε 与分子粘性系数 ν 有关，因此可以通过由实测能谱拟合普适谱的方法来估计 ε 。这实际上是由湍流微尺度剖面观测资料估计 ε 的基本原理。此外，由于湍流微尺度剖面仪可以测得耗散区内很宽波数带上湍流的能谱密度，因此也可以通过直接积分流速剪切谱的方法来估计 ε 。但由于实测湍流能谱并不能涵盖湍流耗散的整个波段，更重要的是，实测湍流能谱在高波数段往往存在显著的噪音，且噪音的能量水平常常显著大于湍流的能量，因此采用直接积分的方法需要对计算结果进行必要的订正。

当雷诺数 $Re = ul/\nu$ 足够大时，在含能副区与耗散副区之间存在惯性副区。这里， u 和 l 分别为含能大涡的速度和长度尺度。理论上讲，只有 Re 无穷大时，才会有惯性副区的存在。在惯性副区内，湍流能谱既不依赖于大尺度强迫，也不受小尺度粘性效应的影响，因此，湍流能谱密度 ϕ 只与湍动能耗散率 ε 与波数 k 有关。基于上述物理直觉，Kolmogorov (1941) 依据量纲分析的方法得出了著名的“Kolmogorov-5/3定律”

$$\phi(k) = c\varepsilon^{2/3}k^{-5/3} \quad (1.9)$$

其中， c 为一待定普适常数。对于一维能谱， $c \approx 0.5$ (e.g., Thorpe 2005)。如图1.1所示为实测流速的波数谱与对应的理论谱。可以看出，实测波数谱与理论谱符合很好，因此可以通过拟合理论谱的方法获得湍动能耗散率 ε 的估计。受采样频率的限制，由ADV的观测资料只能获得惯性副区内流速的能谱，而由MSS观测资料计算的波数谱可以涵盖惯性副区与耗散副区内大部分波数段。正如我们在第三章中将详细论述的，对于ADV观测资料，垂直流速脉动 w' 中的噪音水平要显著低于水平流速脉动 u' ，所以实际应用中应选取 w' 来估计 ε 。有趣的是，图1.1中 w' 的有效波数谱不仅涵盖惯性副区，而且还伸展到耗散区内，充分显示了ADV获取高频流速资料的有效性。文献中尚未有基于声学方法分辨耗散副区的报道。

1.2.4 湍流的特征尺度

海洋湍流混合研究中主要涉及四个湍流的特征尺度，即Kolmogorov尺度，Ozmidov尺度，Thorpe尺度以及Batchelor尺度。

Kolmogorov尺度定义为 $L_K = (\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$ ，其中 ν 为海水的分子粘性系数， ε 为湍动能耗散率。它表征，在分子粘性作用下湍流涡旋所能存在的最小尺度。在海洋中， L_K 一般为mm的量级，在湍流耗散极弱的深海， L_K 可达1 cm，而在强耗散区（ ε 可达 $10^{-1} \text{ W kg}^{-1}$ ）， L_K 仅为 $6 \times 10^{-5} \text{ m}$ (Thorpe 2005)。

Ozmidov尺度定义为 $L_O = (\varepsilon/N^3)^{1/2}$ ，其中 N 为浮性频率. 它表征层结水体中湍流涡旋翻转的最大尺度，也表征层结水体中各向同性湍流涡旋的最大可能尺度. 事实上， $L_O/L_K = [\varepsilon/(\nu N^2)]^{3/4} = I^{3/4}$ ，其中 $I = \varepsilon/(\nu N^2)$ 为各向同性参数. 当 $I > 200$ 时，水体中有各向同性湍流的存在 (Thorpe 2005). 在海洋中， L_O 的变化范围很大，在强层化区，一般在1 m以下，而在深海弱层化区可达100m (图1.2).

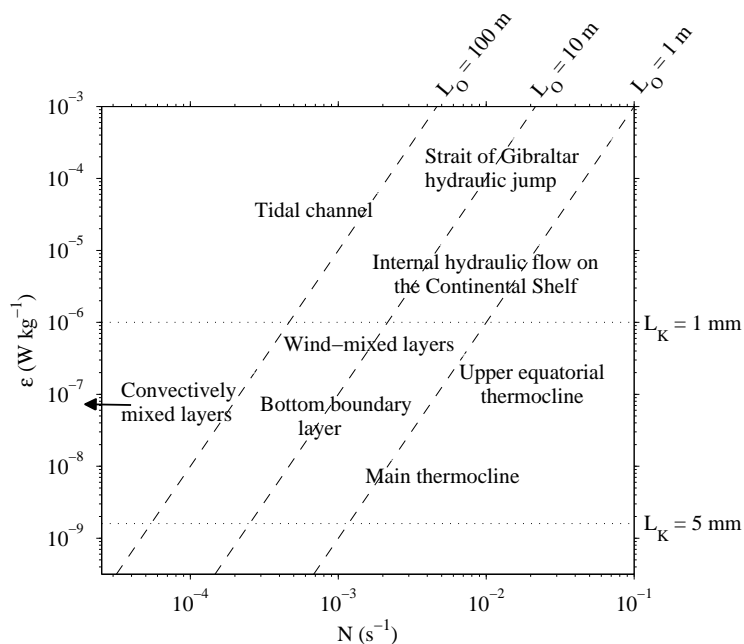


图 1.2: 海洋中不同区域内湍动能耗散率 ε 与浮性频率 N 的分布. 图中点线为Kolmogorov尺度 L_K 的等值线，虚线为Ozmidov尺度 L_O 的等值线. (根据Smyth and Moum (2001) 重新绘制.)

Thorpe尺度 L_T 是基于层结流体中瞬时密度 (或温度) 剖面所定义的一个长度尺度，它客观地反映水体中涡旋的翻转尺度. 由于湍流的翻转，实际层结海洋中的水体总存在重力不稳定的区域，通过将这种局地重力不稳定的密度剖面进行重力调整可以求得不稳定区域内等密度面的垂直位移 $d' = z_2 - z_1$ ，称为Thorpe位移. 这里 z_1 与 z_2 分别为某一密度面调整前后的深度. Thorpe尺度定义为Thorpe位移 d' 的标准方差，即 $L_T = rms(d')$. 由于Thorpe尺度与Ozmidov尺度之间存在简单的线性关系 $L_O = 0.8L_T$ (Dillon 1982)，所以可以通过计算Thorpe尺度的方法来估计湍动能耗散率 ε .

Batchelor尺度定义为 $L_B = (\nu\kappa^2/\varepsilon)^{1/4}$ ，其中 κ 为分子扩散系数. 它表征在分子扩散作用下标量属性梯度所能保持的最小尺度，考虑不同物理量时，公式中

的 κ 取相应的分子扩散系数.

1.3 海洋湍流混合研究的观测与数值模拟方法

海洋科学是一门以观测为基础的科学, 而相对于海洋科学的其它研究内容, 海洋湍流混合的研究则更加依赖于外海的直接观测. 正因为如此, 海洋湍流混合研究的推进显著地依赖于观测技术的提高. 近年来, 随着海洋观测技术的飞速发展, 特别是声学多普勒流速剖面仪(ADCP)、三维高频点式流速仪(ADV)、湍流微尺度剖面仪以及高精度温盐深剖面仪(CTD)的广泛应用, 海洋湍流混合的研究取得了显著的发展. 在其专著《The Turbulent Ocean》中, Thorpe (2005) 对迄今为止海洋湍流混合研究所取得的成果进行了创造性的综述. 由于本论文主要对强潮驱陆架海中的湍流混合进行系统的研究, 以下只对与陆架海中湍流混合研究有关的观测与数值模拟方法进行概述.

1.3.1 观测方法

目前, 对于陆架海中湍流混合的研究主要依赖于三种观测方法: 1、利用自由下降湍流微尺度剖面仪(如MSS、FLY)测量流速微尺度剪切, 由此可以直接计算湍动能耗散率; 2、利用三维高频点式流速仪(ADV)直接获得高频流速脉动的观测, 可以用来估计剪切(雷诺)应力与湍动能耗散率; 3、高频宽带ADCP, 可以由沿波束流速的方差估计剪切应力与湍动能生成率, 这种方法称为“方差方法(Variance Method)”.

自由下降湍流微尺度剖面仪的出现, 使得对于湍动能耗散率 ε 的高质量观测成为可能, 也因此被认为是目前研究海洋湍流混合最佳的观测仪器. 自由下降湍流微尺度剖面仪通过测量微尺度流速剪切来估计湍动能耗散率, 其估计误差约为50% (e.g., Simpson 1996), 这样的误差看起来很大, 但海洋中湍动能耗散率的范围约为 $10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ (深海) – $10^{-1} \text{ W kg}^{-1}$ (强混合区) (Thorpe 2004), 跨越9个量级, 因此这样的误差并没有初看起来那么严重. 但应用这种仪器对使用者的要求很高, 进行一次观测需要的劳动量也非常大, 更重要的是, 使用这种仪器不可能进行高密度的长期观测.

ADV是一种新型的声学多普勒高频三维点式流速仪, 与传统的电磁海流计(EMCM)或ADCP相比, 它具有很小的采样体积(一般为 cm^3 的量级). 由于最大有效采样频率正比于采样体积(Soulsby 1980), 所以它的频率响应显著提高, 采样率可达几百Hz (有效采样率为几十Hz), 已被成功应用于许多

陆架海与河口区域湍流混合特征及其产生机理的研究中 (e.g., Voulgaris and Trowbridge 1998; Fugate and Chant 2005) .

Lohrmann et al. (1990) 于上世纪90年代初提出了利用脉冲相关声学流速剖面仪估计海洋中剪切应力的“方差方法”. 随后, Stacey et al. (1999) 与 Lu and Lueck (1999) 发展了Lohrmann et al.的方法, 并利用高频宽带ADCP将此方法应用到陆架海. 利用这种方法, 可以很容易地进行长时间的高密度观测, 劳动量也比自由下降湍流微尺度剖面仪小的多. 此外, 应用ADCP还有如下优点: 1、它是一种非侵入的方法, 观测时不会破坏流场的结构; 2、探头上生物的附着不会显著影响观测结果的质量; 3、它可以观测几乎整个水体. 因此, 利用高频宽带ADCP的观测方法越来越受到人们的青睐, 也是目前看来非常有前途的湍流混合观测方法. “方差方法”估计雷诺应力的误差主要源于仪器误差和与流动有关的噪声, 且与估计剪切应力时样本的数量成反比 (Stacey et al. 1999; Lu and Lueck 1999; Williams and Simpson 2004) . 增大样本数量可以有效地减小剪切应力估计中的误差, 但这要受到ADCP采样率的限制, 因为仪器的硬件决定了它的最快有效采样率. RDI公司新近推出的model2硬件模块, 相对于普通的宽带ADCP具有更快的有效采样率, 因此可以显著地降低剪切应力与湍动能生成率估计中的误差 (Williams and Simpson 2004; Nidzieko et al. 2006) .

随着ADCP时空采样率的不断提高, 一些新的估计方法不断涌现出来. Lorke and Wuest (2005) 将“惯性耗散法”用于了低能湖泊环境里湍动能耗散率的估计, 但由于ADCP采样频率的限制, 这种方法在动力环境活跃的陆架海不适用. Wiles等 (2006) 提出利用“结构函数”法来估计湍动能耗散率的方法.

此外, Gargett (1994; 1999) 发展了利用通过五声窗ADCP观测含能大涡来估计湍动能耗散率的方法. 粒子成像仪 (PIV) 也被应用于陆架海中湍流混合的研究中 (Doron et al. 2001; Nimmo Smith et al. 2002, 2005, 2008) , 但由于整个观测系统非常复杂, 短时间内还很难被广泛采用.

正如Burchard et al. (2008) 所指出的, 对于湍流的完整观测, 需要对相关的脉动量在四维空间 (空间三维, 时间一维) 内进行高 (时空) 分辨率的观测; 对湍动能、湍动能耗散率等湍流参数的估计, 只有进行足够频度、足够长时间的观测才能获得可靠的结果. 而在海洋中, 这种观测一般是不可能的, 通常的观测只能涵盖一维或二维. ADV的定点高频观测与湍流微尺度剖面仪的剖面观测只涵盖时间一维 (通过“Taylor冰冻湍流假设”可以近似为空间一维), ADCP的剖面观测只涵盖时空二维, 而PIV的观测也只涵盖三维空间 (空间二维, 时间一维). 因此, 现有的所有观测手段都至少缺少一维的观测, 而

湍流本身又具有很强的时空间歇性，且所有的观测手段都不能涵盖湍流的所有空间尺度（从最小的耗散尺度，一般为cm的量级，到最大的含能涡尺度，一般为m的量级），因此现有的观测手段都必须引入一定的理论假设才可以获得湍流参数的估计。局地各向同性（对小尺度湍流）是最常用的假设。由于无论是湍流微尺度剖面仪还是ADV、ADCP观测到的都是湍流谱的一部分，在进行湍流参数估计时我们必须引入这样的假设：大涡对湍流能量的耗散并不显著以至于可以忽略，而小涡对湍流动量通量（剪切应力）与湍动能的贡献也可以忽略。由于高频的观测比高空间分辨率的观测容易的多，我们经常不得不引入“Taylor冰冻湍流假设”来将获得的时间序列转化为空间分布。由于上述理论假设都没有完全被证实，所以湍流参数估计的精度还远远不如对温度、盐度、流速等平均态物理量观测的精度。

1.3.2 数值模拟方法

除了外海的直接观测外，数值模拟也被广泛应用于陆架海中湍流混合的研究中。总的来讲，主要由四种方法：

1、直接数值模拟（DNS），通过直接求解N-S方程来研究湍流混合。由于DNS方法需要分辨流动的所有尺度，所以现有的计算机运算速度决定了这种方法只能局限于研究低雷诺数运动，因此DNS方法并不适用于研究陆架海中的实际流动，而只能做一些机制性的研究（比如研究K-H不稳定性，Smyth et al. 2001）；

2、大涡模拟方法（LES），通过求解空间滤波的N-S方程来研究湍流混合，因此只有含能的大涡被直接求解，而微尺度过程需要参数化，与DNS方法一样，LES也不适合模拟较大尺度的海洋运动，海洋中主要被用于海洋边界层的研究。但随着计算机速度的逐渐提高，LES会越来越多地被应用到海洋湍流混合的研究中；

3、统计湍流模拟，求解雷诺平均的N-S方程（RANS），而湍流脉动相关项通过统计的方法进行参数化。在海洋数值模拟中，通常利用局地平衡假设来简化RANS，从而通过参数化来封闭RANS。这是目前海洋数值模拟中普遍采用的方法。由Burchard et al. (1999)开发的“海洋湍流模式”（GOTM）集合了目前已有的大多数湍流参数化模式，正逐渐被应用到海洋数值模拟中；

4、经验湍流模拟，求解RANS，通过边界层通量假设来封闭方程，KPP模式是这类方法的代表。

由于本文并不直接涉及海洋湍流混合的数值模拟，对以上方法将不做详述。

1.4 本文拟开展的工作

利用在黄海与Clyde海两典型强潮驱陆架海中湍流混合的直接观测，本文对强潮驱陆架海中的湍流混合特征及其机理进行深入的研究。第二章与第三章为正压潮流所致湍流混合特征的研究。在这两章中，我们将利用在黄海两对比性站位（潮流类型分别为往复流与旋转流）处水体热盐结构、平均流速剖面以及底边界层内三维高频流速的强化观测资料，深入研究强潮驱陆架海中潮混合的基本特征以及潮流旋转对水体湍流混合特征、特别是潮流底边界层内湍流混合特征的影响。第四章为层化季节强潮驱陆架海中湍流混合特征及其产生机制的研究，所用资料为黄海两对比性站位处（分别位于中央海盆区与局地陆坡区）水体湍流混合的直接观测。第五章为层化强潮驱陆架海中湍流混合的机制性研究。我们将利用剪切不稳定的线性理论（Taylor-Goldstein方程）来研究在内潮影响下水体的稳定性状态，并建立起水体湍流混合特征与水体剪切不稳定性间的机制性联系，提出新的湍动能耗散率参数化方案。第六章给出本文的主要结论。

第二章 旋转与往复型潮流及其所致湍流混合

I. 平均流及其剪切

2.1 引言

在陆架浅海，潮波与底地形及水平岸界的相互作用形成旋转或往复型潮流。在中央海盆区潮流一般为旋转流，而在近岸，特别是在海湾入口处和感潮渠道内，潮流则一般为往复流。虽然近年来随着湍流微尺度剖面仪与高频宽带ADCP的广泛应用，人们已经获得了陆架海中湍流参数（比如湍动能耗散率与生成率）的高质量观测（e.g., Simpson et al. 1996; Rippeth et al. 2003），从而使得人们对强潮驱陆架海中潮致湍流混合（简称潮混合）的认识取得了显著的进步。然而，已有的直接观测研究仅限于往复型潮流，而对于潮流的旋转如何影响潮混合的认识，至今还非常有限。通过将潮流流速矢量分解为分别沿顺时针方向与逆时针方向旋转的两个分量，并引入常湍粘性系数假设及线性的底应力参数化方案，Prandle（1982）获得了潮波方程（浅水方程）的理论解。他的研究表明，潮流的旋转方向与潮流椭圆的椭圆率可显著地影响潮流底边界层的厚度。在北半球，在潮流强度（振幅）相当的情况下，顺时针旋转潮流的底边界层厚度要显著大于逆时针旋转潮流的底边界层厚度。因此，顺时针旋转潮流所致潮混合可能显著大于逆时针旋转潮流的潮混合。Simpson and Tinker（2009）的观测结果支持上述推论，即潮流的旋转可通过控制潮流底边界层的厚度来影响潮混合的强弱。然而，从更根本的意义上讲，旋转潮流与往复潮流对水体湍流混合特征的影响有何差异还是一个尚待回答的问题。

黄海是一个典型的强潮驱陆架海，在其中央海盆区，潮流主要为旋转型潮流，而在近岸，潮流趋向于往复型潮流（e.g., Lee and Jung 1999; Kang et al. 2002）。在本章与第三章中，我们将利用在黄海三对比性站位（潮流类型分别为规则旋转潮流、不规则旋转潮流以及往复型潮流）处对水体热盐结构、平均流速剖面以及底边界层内单点三维高频流速的强化观测，对旋转与往复型潮流的结构及其潮混合特征进行深入的研究，以给出强潮驱陆架海中潮混合的基本特征以及潮流旋转对水体湍流混合特征、特别是潮流底边界层内湍流混合特征的影响。

本章主要介绍各站位的仪器设置与观测（§2.2）、观测期间的气象状况（§2.3）、实测流速的基本特征（§2.4）、各站位水体的热盐结构（§2.5）以及

各站流速剖面及流速垂直剪切的结构与特征 (§2.6). 旋转与往复型潮流的潮混合特征及其差异将在第三章中作深入的探讨.

2.2 仪器设置与观测

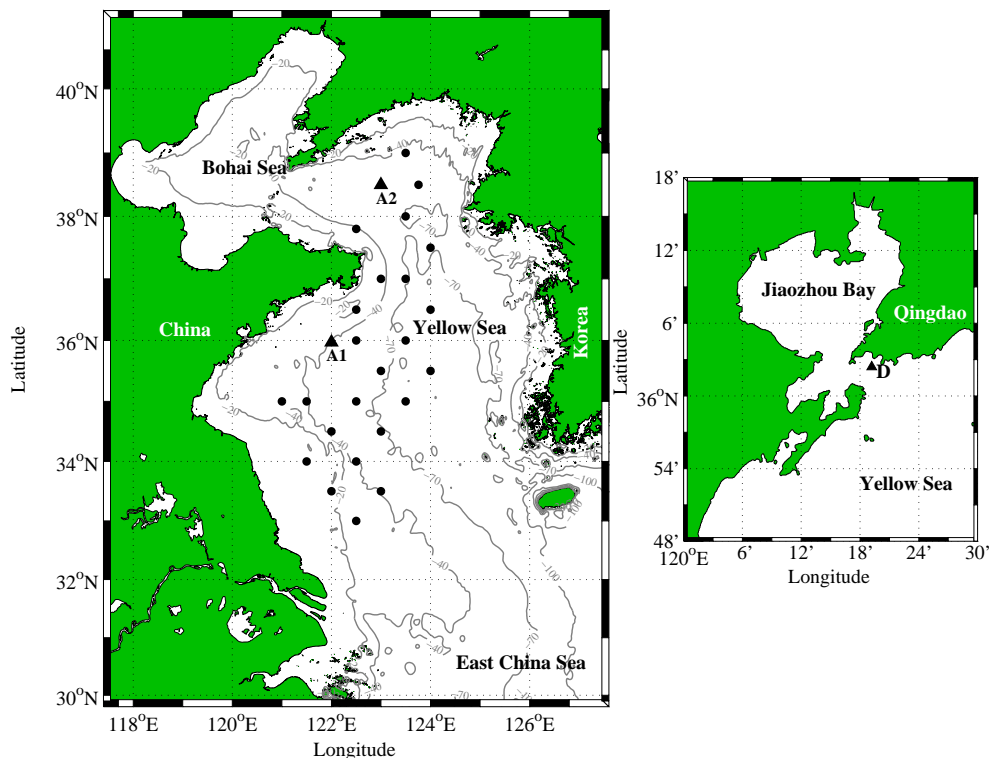


图 2.1: 三周日连续站A1、A2 (左图) 与D (右图) 的站位图. 左图中黑色圆点所示位置为2005年3月19–26日期间进行CTD剖面观测的24个大面站. 图中等深线的单位为m.

本章 (与第三章) 所利用数据为2005年3月与12月利用“东方红2”号海洋科学调查船在黄海获得的观测资料. 主要包括在三个周日连续站D、A1与A2所进行的锚系观测 (图2.1). D站 (36.04°N , 120.32°E) 位于青岛外海, 与胶州湾湾口相距2 km左右, 平均水深19 m, 观测时间为2005年12月14–15日; A1站 (35.90°N , 121.58°E) 位于南黄海, 在D站东部约115 km处, 平均水深38 m, 观测时间为2005年3月26–27日; A2站 (38.50°N , 123.00°E) 位于北黄海, 平均水深58 m, 观测时间为2005年3月20–21日. 此外, 2005年3月19–26日期间于黄海24个大面站处进行了水体温度与盐度的剖面观测 (图2.1).

在每个周日连续站, 水体平均流速剖面与近底处单点高频流速资料分别由一台坐底RDI 600 kHz ADCP与一台Nortek 6 MHz “Vector” ADV观测获得.

在A1站和A2站，ADV采样体积位于底上0.95 m处，以脉冲方式进行采样，脉冲间隔为10 min，每次采样32 s，采样频率为64 Hz. 而在D站，ADV的采样体积位于底上0.45 m处，以连续采样方式工作，采样频率为16 Hz. ADCP流速剖面的垂直分辨率在各站位均设为0.75 m. 由于水深相对较浅，在D站和A1站有效观测剖面几乎包括了整个水体. 而在A2站，受仪器观测范围的限制，有效观测剖面仅至底上38 m处. 在A1站和A2站，ADCP近底第一层流速的名义深度为底上2.4 m（即 $\zeta = 2.4$ mab），而在D站为底上2.8 m. ADCP的采样方式与ADV类似，在A1站和A2站以脉冲方式进行采样，脉冲间隔为10 min，每次采样5 min，原始采样频率为2 Hz，测量结果以地球坐标系下的流速分量记录，且记录前进行2 s平均（即4个ping）；而在D站，以连续采样方式工作，原始采样频率为2 Hz，测量结果以beam坐标系下的流速分量记录，记录前进行2 s平均. 观测期间的水位变化由ADCP上的压力探头观测获得.

在各站25 hr的观测期间，利用一台Sea-Bird 911plus CTD进行水体温度与盐度（电导率）的剖面观测. 在D站，每0.5 hr进行一次剖面观测，因此总共获得50次剖面；而在A1站和A2站，每2 hr进行一次剖面观测，共获得13次剖面. 观测期间的气象资料由一台CR1000型自动气象站观测获得.

2.3 观测期间的气象状况

如图2.2所示为各站观测期间的气象资料. 在A1站，海面以上10 m处的风速 $\langle W_{10} \rangle = 4.0 \pm 1.8 \text{ m s}^{-1}$ ，而在A2站， $\langle W_{10} \rangle = 5.2 \pm 2.6 \text{ m s}^{-1}$. 这里 $\langle \rangle$ 表示平均值 \pm 标准方差. 如图2.2(a)所示，A1站观测期间风速的变化明显分为两个阶段. 在前9 hr，即3月26日15:00–27日00:00，风速 W_{10} 与风向 Θ （图中未给出）都很稳定，变化很小， $\langle W_{10} \rangle = 6.0 \pm 0.54 \text{ m s}^{-1}$ ， $\langle \Theta \rangle = 168^\circ \pm 7.5^\circ$ ；对应的海表摩擦速度 u_{*s} （ $\equiv \sqrt{|\tau_a|/\rho_w}$ ，其中 $|\tau_a|$ 为海表风应力的大小， ρ_w 为海水的密度）的变化如图2.2(b)所示. 海表风应力 $|\tau_a|$ （图中未给出）在前9 hr的平均值为 $5 \times 10^{-2} \text{ N m}^{-2}$ ，其标准方差 $\sigma_{|\tau_a|} = 9 \times 10^{-3} \text{ N m}^{-2}$ ，风向海洋的能量输入 $\langle E_{10} \rangle = 0.3 \pm 0.08 \text{ W m}^{-2}$ ，这里 $E_{10} \equiv W_{10}|\tau_a|$. 27日午夜以后，风速显著减小，至01:30减为 2 m s^{-1} ，随后一直在 2 m s^{-1} 与 4 m s^{-1} 之间脉动. 在A2站，观测也开始于下午15:00，在观测期间的前10 hr风速大小在 2 m s^{-1} 与 6 m s^{-1} 之间变化. 自3月21日午夜，风速逐渐增大，至中午12:00增为 9.1 m s^{-1} . 此后，风速逐渐减小，至观测结束时减为 7 m s^{-1} . A2站海表风应力 $|\tau_a|$ 的变化范围为 $3.5 \times 10^{-3} - 1.2 \times 10^{-1} \text{ N m}^{-2}$ ，风向海洋的能量输入 E_{10} 的变化范围为 $0.04 - 1.1 \text{ W m}^{-2}$.

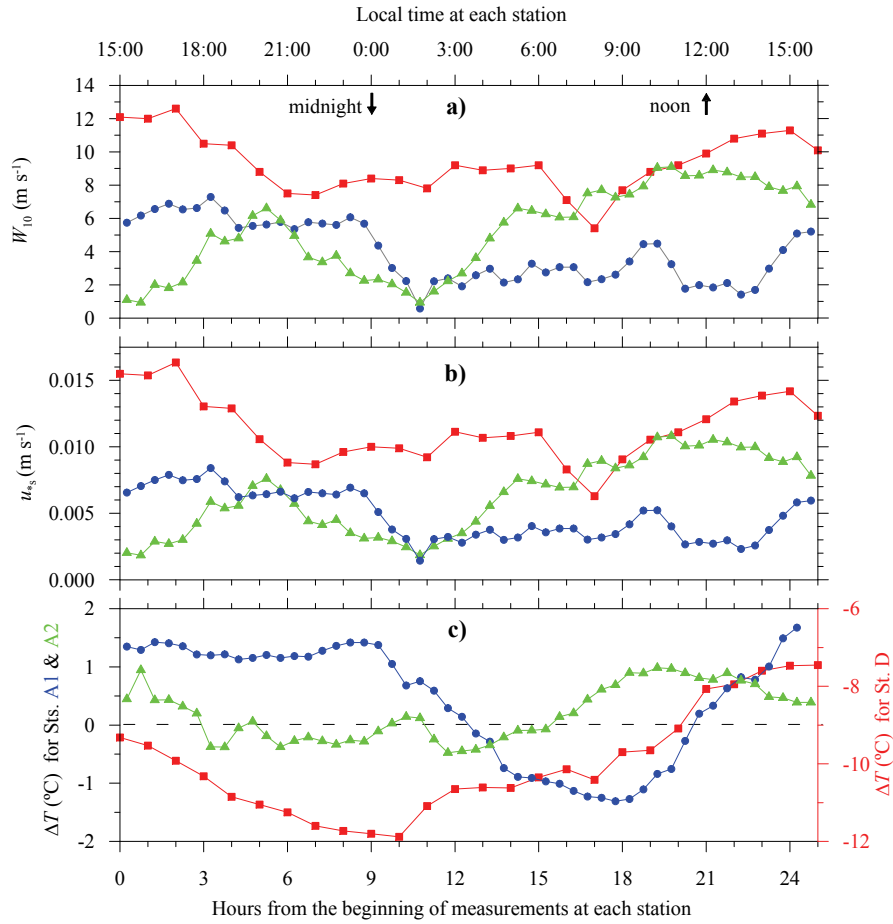


图 2.2: 各站位观测期间的气象资料: (a) 海面以上10 m处风速 W_{10} ; (b) 海表摩擦速度 u_{*s} ; (c) 海气温差 ΔT . 其中, 红色方形表示D站, 蓝色圆点表示A1站, 绿色三角形表示A2站. 在各站, 观测开始时间均为北京时间15:00.

在A1站与A2站, 海-气温差都较小. 在A1站, 海面气温 T_a 的变化范围为 $2.5\text{--}5.9^\circ\text{C}$, 海表面温度 T_w 的变化范围为 $3.65\text{--}4.25^\circ\text{C}$, 海-气温差 $\Delta T = T_a - T_w$ 的变化范围为 $-1.5\text{--}1.5^\circ\text{C}$. 在A2站, T_a 的变化范围为 $3.4\text{--}5.1^\circ\text{C}$, T_w 在观测期间的前11 hr由 4.25°C 逐渐减为 3.80°C , 随后 T_a 维持在 3.82°C 左右至观测结束, ΔT 的变化范围为 $-0.5\text{--}1.0^\circ\text{C}$. 因此, 海表热通量与浮力通量都很小, 不会影响到表层以下水体.

在D站, 25 hr的观测期间海面风强迫比较稳定, 海面以上10 m处风速 $\langle W_{10} \rangle = 9.3 \pm 1.7 \text{ m s}^{-1}$. 海表摩擦速度 u_{*s} 的平均值为 $1.1 \times 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$, 相当于弱风暴的特征量值, 而风向海洋平均的能量输入为 1.37 W m^{-2} . 与A1站和A2站显著不同的是, D站观测期间海-气温差非常大. 在夜间, 海-气温差 ΔT 可达 -12.0°C , 而在午后 ΔT 也达 -7.4°C , 因此海表热通量与浮力通量非常显著. 在25 hr的观测期间, 海面气温 T_a 的变化范围为 $-4\text{--}0^\circ\text{C}$, 海表面温度 T_w 的变化范围为 7.0--

8.5°C, 海-气温差 ΔT 的平均值为-10.1°C, 海面平均的浮通量为 $-1.3 \times 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$, 在第三章中将会看到, 它与潮流底边层内的湍动能耗散率相当. 浮力通量为负值, 表示它将使海面及上层水体产生的显著的垂直对流.

2.4 潮流与假潮

在黄海, 除了间歇发生的大风造成的风生流外, 潮流是最重要的动力要素. 在黄海的绝大部分区域, 半日 M_2 分潮明显占优, 但要准确预报黄海中的潮位和潮流, 还应考虑至少五个其它分潮, 即 O_1 , K_1 , S_2 , M_4 与 MS_4 . 正如本章引言中所指出的, 黄海为研究强潮驱陆架海中的湍流混合特征及不同潮流类型之间的差异提供了良好的实验室. 我们所研究的三个连续站代表了不同的潮流类型: A1站处潮流椭圆很规则, 为典型的逆时针旋转潮流; A2站处潮流椭圆很不规则, 虽然仍为逆时针旋转潮流, 但一个潮周期内流速方向主要在东北-西南方向; D站处为典型的往复型潮流, 且在下文中将看到, 观测期间实测流动中包含假潮的影响.

如图2.3(a)-2.5(a)所示为各站10 min平均的流速的矢量图. 为清楚地显示出流速矢量的旋转, 图中只给出了每隔1 hr一次的流速. 由于不同深度处流速的变化非常相似, 图中只给出了一个深度处的流速矢量图作为示例. 如图2.3(b)与2.4(b)所示分别为A1站与A2站 M_2 分潮流振幅 U_{M_2} 与余流 U_{rs} 的垂直剖面. 在受底摩擦显著影响的潮流底边界层以上深度, A1站 M_2 分潮流的振幅为 0.35 m s^{-1} , 而A2站 M_2 分潮流的振幅为 0.42 m s^{-1} . 在两站位, 余流在不同深度上都存在着显著的差异, A1站中层余流仅为 0.5 cm s^{-1} , 但近表层可达 3.0 cm s^{-1} ; A2站余流在底边界层内为 $1.5-2.0 \text{ cm s}^{-1}$, 中层余流在 1.0 cm s^{-1} 以下. 如图2.3(c)&2.4(c)所示, 实测流速分量与调和分析所得潮流流速分量非常一致, 两者的相关系数在0.98以上. 这表明, A1站与A2站的流动主要由潮流控制.

在D站, 虽然实测水位的变化几乎完全由潮汐所控制, 但实测流速中明显包含潮流以外其它流速成分的贡献(图2.5(c)). 在25 hr的观测期间, 近底流速的变化范围为 $0.01-0.54 \text{ m s}^{-1}$. 相对于流速的东分量 u , 流速的北分量 v 一直很小, 因此流向基本上为东西向, 表明此处潮流为东西向往复流. 流速东分量 u 具有明显的半日潮潮流特征, 但流速北分量 v 却没有明显的潮信号. 涨落潮具有明显的不对称性, 最大涨潮流速约为最大落潮流速的2倍. 如果通过调和分析除去实测流速中的潮流分量, 那么所得余流中具有明显的脉动分量, 在落潮时, 这种脉动的振幅可与潮流流速大小相当, 甚至大于潮流流速大小.

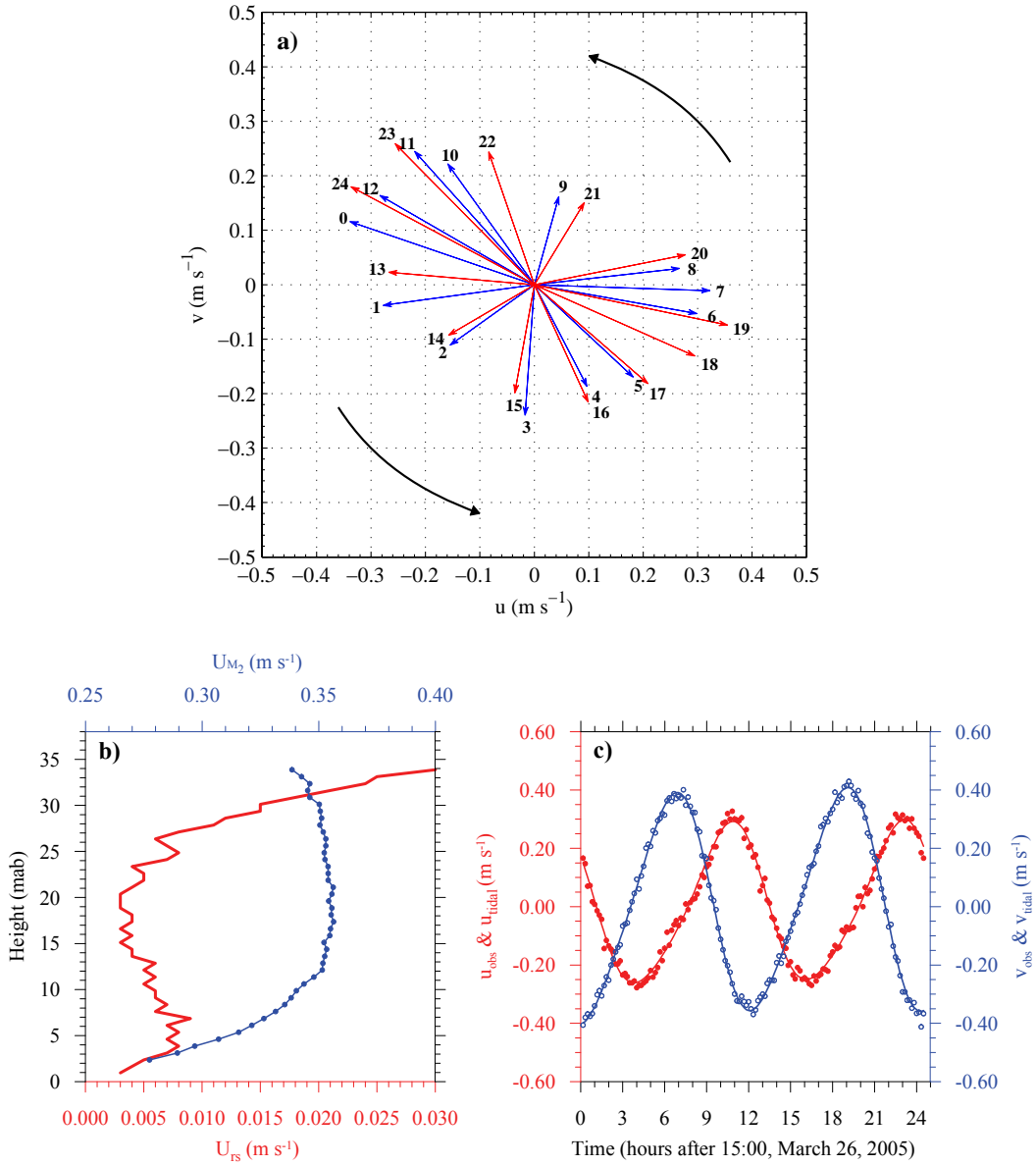


图 2.3: A1站: (a) 底上2.36 m处 (ADCP剖面观测的近底第一层) 流速的矢量图, 图中所标数字为相对于观测初始时刻的小时数, 蓝线和红线分别表示两个不同的潮周期, 黑色曲线与箭头指示出了潮流的旋转方向; (b) M_2 分潮流的振幅 U_{M_2} (蓝色实线与实心圆) 与余流 U_{rs} (红色实线) 的垂直剖面; (c) 底上7.6 m处实测流速东分量 u_{obs} (红色实心圆) 与北分量 v_{obs} (蓝色空心圆) 及对应潮流分量 u_{tidal} (红色实线) 与 v_{tidal} (蓝色实线) 的时间序列, 其中潮流包括了六个主要分潮.

为了研究D站实测流速与水位中相对高频的非潮流分量的特征及其成因, 我们对上述所得余流 (u_{rs} & v_{rs}) 及余水位 η_{rs} ($\equiv \eta - \eta_{tidal}$, 即实测水位与潮位

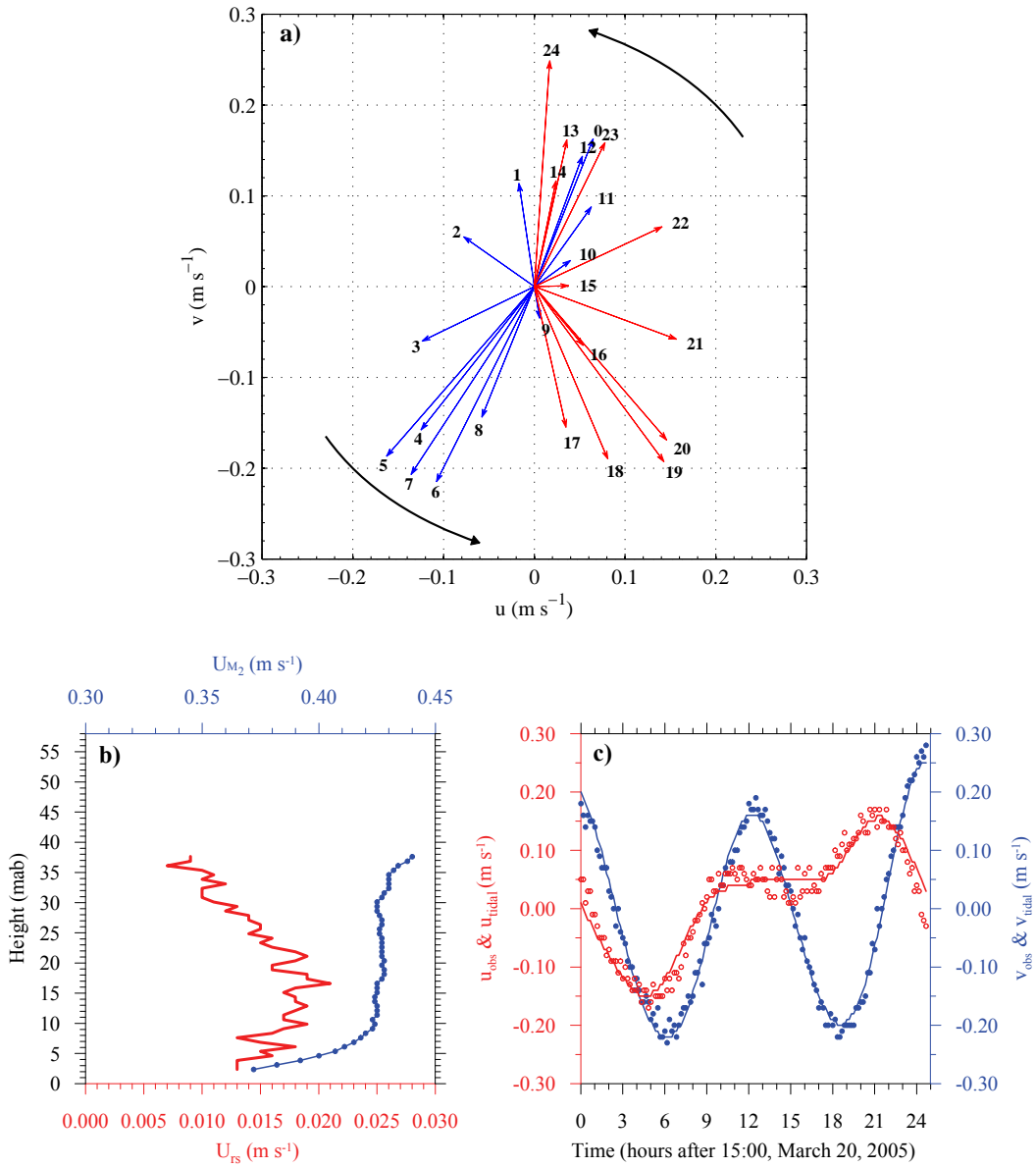


图 2.4: A2站: (a) 底上18.1 m处流速的矢量图, 图中所标数字为相对于观测初始时刻的小时数, 蓝线和红线分别表示两个不同的潮周期, 黑色曲线与箭头指示出了潮流的旋转方向; (b) M_2 分潮流的振幅 U_{M_2} (蓝色实线与实心圆)与余流 U_{rs} (红色实线)的垂直剖面; (c) 底上20.0 m处实测流速东分量 u_{obs} (红色实心圆)与北分量 v_{obs} (蓝色空心圆)及对应潮流分量 u_{tidal} (红色实线)与 v_{tidal} (蓝色实线)的时间序列, 其中潮流包括了六个主要分潮.

之间的差异)中的较高频变化 $\eta_{rs(hf)}$ 进行频率谱分析. 如图2.6所示为余流与余水位的保能频谱. 其中, $E_U = 0.5(E_{u_{rs}} + E_{v_{rs}})$, 而 $E_{u_{rs}}$ 与 $E_{v_{rs}}$ 分别为流速东分量 u 与北分量 v 的频率谱谱值, $E_{\eta_{rs}}$ 为余水位的频率谱谱值. 可以看出, 余流与余水位

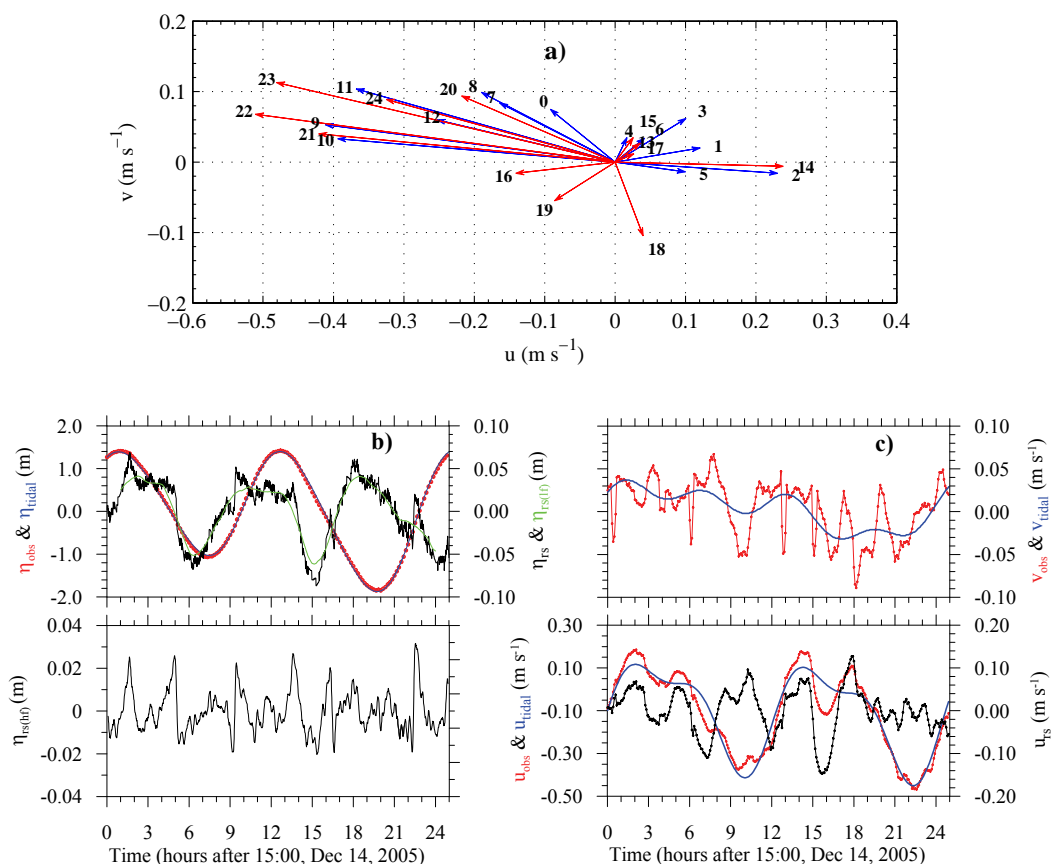


图 2.5: D站: (a) 底上2.8 m处 (ADCP剖面观测的近底第一层) 流速的矢量图, 图中所标数字为相对于观测初始时刻的小时数, 蓝线和红线分别表示两个不同的潮周期; (b) 实测水位 η_{obs} (红色实心圆), 潮位 η_{tidal} (蓝色实线), 余水位 η_{rs} (黑色实线) 及余水位中的低频变化部分 $\eta_{rs(lf)}$ (绿色实线) 与较高频变化部分 $\eta_{rs(hf)}$ (下图中黑色实线); (c) 底上0.45 m处 (ADV所测得) 实测流速东分量 u_{obs} (下图红色实线与实心圆) 与北分量 v_{obs} (上图红色实线与实心圆) 及对应潮流分量 u_{tidal} (下图蓝色实线) 与 v_{tidal} (上图蓝色实线) 的时间序列, 其中潮流包括了六个主要分潮, 下图中黑色实线为余流的时间序列.

频率谱中最显著的频率 f_0 几乎完全相同, 对应的最显著周期为 $t_0 = 1/f_0 \approx 2.3$ hr. 此外, 在图2.6中, 最显著频率 f_0 所对应的次谐和频率 f_0/n ($n=1, 2, 3, \dots$)处的峰值也比较显著. 图中箭头指出了前三个奇次谐和频率, 但大多数偶次谐和频率也比较显著.

这种周期约为2.3 hr的流速与水位分量可能由胶州湾内产生的假潮所致. 由于胶州湾是一个半封闭的海湾, 胶州湾内假潮的基态自然周期可由改进的Merian公式计算获得, $\tau_{sch} = 4L_{JB}/c_{sch}$ (e.g., Knauss 2000), 其中 $c_{sch} =$

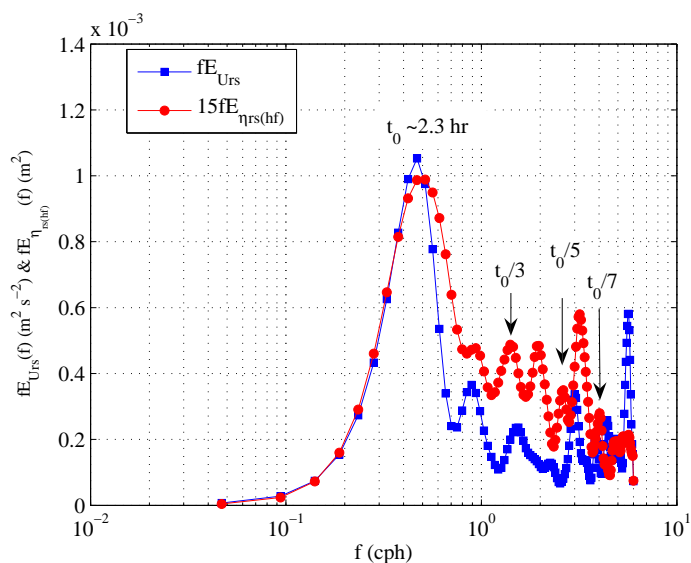


图 2.6: 余流 ($fE_U(f)$) 与余水位 ($fE_{\eta rs}$) 的保能频谱. 为使余流谱与余水位谱的尺度基本一致, 图中余水位的谱值放大了15倍. 最显著频率对应的周期约为2.3 hr, 箭头指出了最显著频率的奇次谐和频率.

$(gH_{JB})^{1/2}$ 为假潮（重力波）的相速度，而 L_{JB} 与 H_{JB} 分别为胶州湾的水平特征尺度与特征深度. 如果取 L_{JB} 为湾口至海湾北岸的最远距离18 km，取 H_{JB} 为胶州湾的平均深度7 m（Liu et al. 2004），那么可以计算出 $\tau_{sch} = 2.4$ hr，与图2.6中的最显著周期 t_0 非常接近. 这表明，D站实测流速是潮流与假潮共同作用的结果. 图2.5(c)显示在落潮时假潮的存在更加明显，这是因为落潮流显著小于涨潮流，因此在落潮时假潮流的相对振幅较大. 值得注意的是，等深开口渠道内的假潮只存在奇次谐和频率，即 $n = 1, 3, 5, \dots$ ，但D站余流与余水位（特别是余水位）的频率谱显示实测资料中包含从2到7的所有次谐和频率. 这可由观测期间风向的变化来解释. 在观测的前10 hr内，风向为 330° ，即几乎正好吹向湾口处（参见图2.1），风速大小为 $10\text{--}12$ m s $^{-1}$. 此后，风速逐渐减为 $6\text{--}8$ m s $^{-1}$ ，且风向逐渐转向西. 因此，西风可以在胶州湾内产生封闭海湾型假潮，其基态自然周期可由Merian公式计算获得， $\tau_{sch} = 2L_{WE}/c_{sch} \approx 70$ min，其中取胶州湾的东西向宽度 $L_{WE} = 15$ km. 这个周期对应的频率约为 f_0 的二倍，因此实测资料中所包含的 f_0 的偶次谐和频率可能为此封闭海湾型假潮的次谐和频率.

2.5 热盐结构

在冬季（D站）与早春季节（A1站与A2站），黄海的层化非常弱. 在海面冷却造成的垂直对流、海面风致混合以及潮流在底边界层内造成的强湍流混合

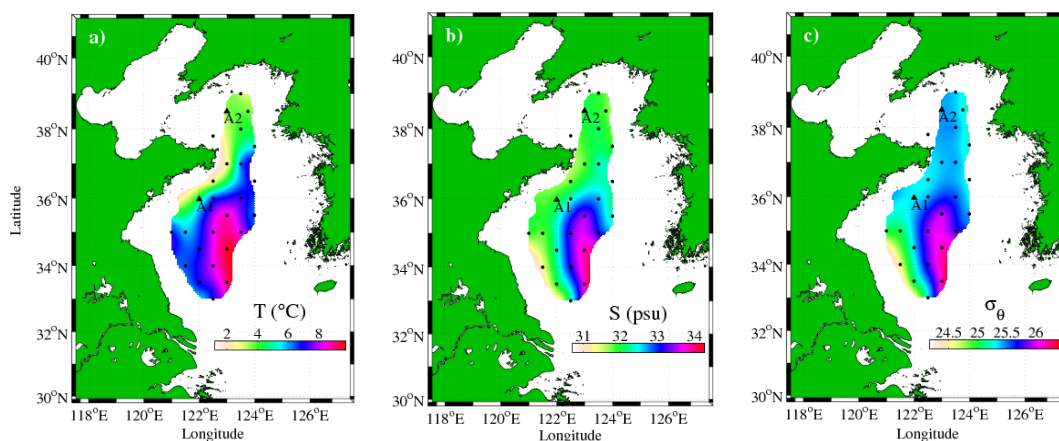


图 2.7: 2005年3月观测期间黄海西部海域20 m深度处(a) 温度 T 、(b) 盐度 S 以及(c) 位势密度 σ_θ 的大面分布.

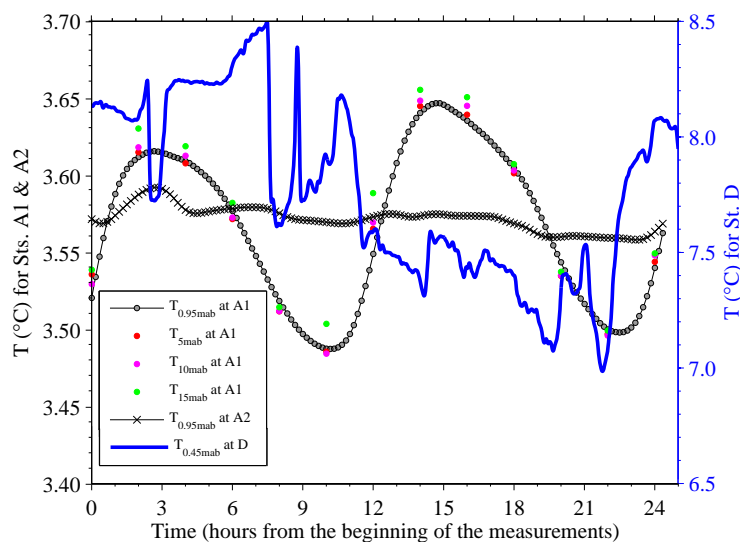


图 2.8: 三站位底层 (A1和A2站为 $\zeta = 0.95$ mab处, D站为 $\zeta = 0.45$ mab处) 水温的时间序列. 图中同时给出了A1站由CTD测得的 $\zeta = 5, 10$ 及 15 mab处水温的时间序列.

的共同作用下, 水体垂直混合近乎均匀. 但由于冷暖水团的相互作用, 中央海盆区往往存在弱层化. 受大气冷却作用与河流输入的影响, 近岸水体温度一般低于外海水温, 盐度与密度也随离岸距离增大而逐渐增大.

如图2.7所示为2005年3月观测期间测得的黄海西部海域20 m深度处温度 T 、盐度 S 与位势密度 σ_θ 的大面分布. 这基本反应了冬季黄海西部海域各水团的气候态分布. 在A1站东南部的高温、高盐、高密水舌为黄海暖流, 而在其北部为低温、低盐、低密的黄海沿岸流. 由图2.7(a)可以看出, A1站附近水温的水平梯

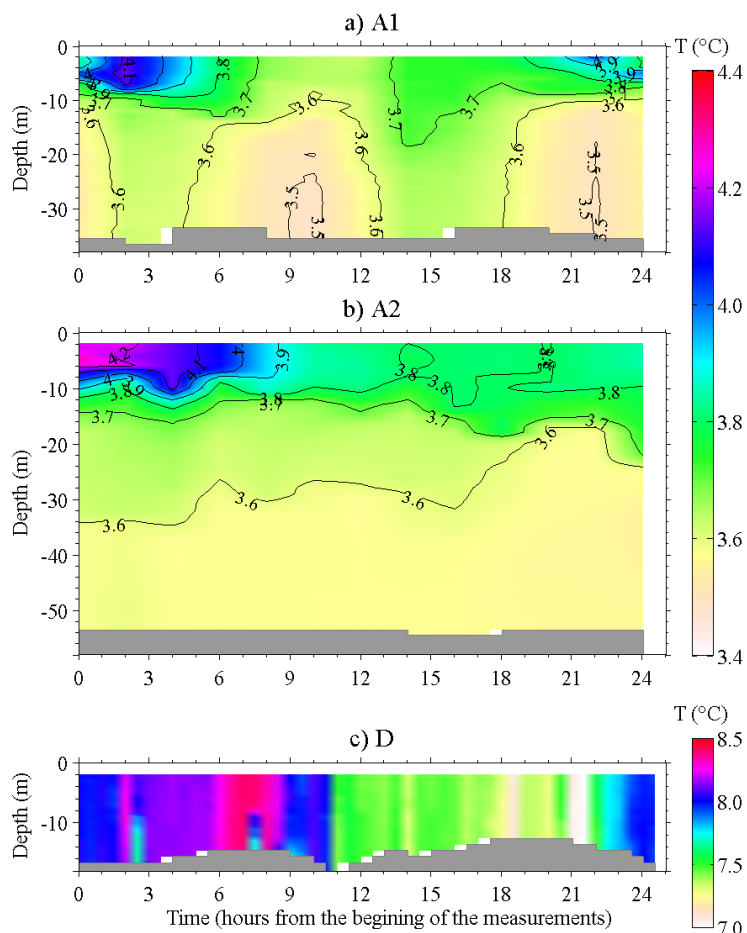


图 2.9: 各站位水温的深度-时间变化图: (a) A1站; (b) A2站; (c) D站. 各图中纵坐标的范围均为测站的平均深度, 底部阴影部分指出了各时刻CTD剖面的最大深度. 为方便对比, 各站使用了相同的垂直尺度.

度非常显著, 这也在由坐底ADV测得的底层 ($\zeta = 0.95$ mab) 水温的时间序列中体现的非常清楚 (图2.8), 即潮流的对流作用使得A1站水温具有显著的潮变化. 由CTD测得的每2 hr一次的温度剖面也显示, A1站近表层以下不同深度处水温的时间变化与底层水温的时间变化几乎完全一致 (图2.9(a)), 等温线近乎竖直. 图2.8给出了A1站近表层以下四个代表性深度 ($\zeta = 0.95, 5, 10, 15$ mab) 处温度的时间序列, 可以看出它们的量值与时间变化几乎完全一致. 同一时刻不同深度处水温的最大差别仅为 0.09°C , 而底层水温在一个潮周期内的变化为 0.16°C , 这进一步表明A1站水温的周期性变化为水平对流的结果. 此外, A1站近表层水体表现出显著的昼夜变化, 这由海表加热或冷却作用的日变化所致. 在位于北黄海的A2站, 因为不存在温度明显差异的不同水团, 水温水平梯度非常小 (图2.7(b)). 近表层水体受海表加热或冷却作用的影响表现出

与A1站类似的昼夜变化，但近表层以下水温近似为常数，随深度与时间均没有明显的变化，水温约为 3.6°C （图2.9(b)），底层（ $\zeta = 0.95 \text{ mab}$ ）水温在一个周日内的标准差仅为 0.008°C （图2.8）。

如上所述，在A1与A2站，近表层水温受海表加热或冷却作用的影响，表现出显著的昼夜变化，因此近表层水体的位势密度也存在类似的变化。当表层水温较高时（如A1站 $t = 1-6 \text{ hr}$ 之间，A2站 $t = 1-9 \text{ hr}$ 之间），在表层水体与混合近乎均匀的底层水之间存在一弱的温度（密度）跃层，其核心位于 10 m 深度处左右。近表层以下水体混合近乎均匀，层结非常弱。在A2站，弱的跃层在整个观测期间持续存在，但在A1站，跃层只出现在白天气温较高时，在夜间，随着气温的降低，在海面风混合与垂直对流的作用下跃层被打破，整层水体垂直混合近乎均匀。

在D站，由于水深较浅，且海-气温差非常显著，在海面冷却造成的垂直对流、海面风混合以及潮混合的联合作用下水体垂直混合非常均匀，水温在整层水体中近似为常数，等温线沿垂向穿越整个水体（图2.9(c)）。由于胶州湾湾内水体与黄海沿岸水具有明显的温度差异，在潮流与高频假潮的联合作用下，D站水温呈现显著的时间变化。在 25 hr 的观测期间，水温的变化范围为 $7.1-8.1^{\circ}\text{C}$ 。当流速转向时，水温发生急剧变化，在 0.5 hr 内，水温由 8.0°C 迅速变为 7.5°C （图2.9(c)中 $t = 11 \text{ hr}$ 左右）。由于不同深度处水体盐度的细微差异，位势密度不像温度那么垂向均匀，但层化非常弱，观测期间浮性频率 N 的最大值仅为 $2.8 \times 10^{-3} \text{ Hz}$ 。

2.6 流速剖面与剪切

2.6.1 流速剖面

在三个站位，水平流速的垂直剖面在近底层均呈显著的对数分布，即 $U(\zeta) = \frac{u_*}{\kappa} \ln\left(\frac{\zeta}{\zeta_0}\right)$ ，其中， ζ 为离底高度， u_* 为海底摩擦速度， $\kappa = 0.40$ ，为von Karman常数， ζ_0 为海底粗糙度。作为示例，图2.10中给出了A1站水平流速剖面在 2 hr 内的变化。可以看出，对数层的存在非常明显，且其厚度可达 10 m 以上。事实上，在A1与A2站，在一个潮周期的大部分时间对数层的存在都非常明显，且在流速较大时更为显著。因此，可以通过将实测流速剖面拟合对数分布来估计海底摩擦速度。我们将在第三章对此做深入探讨。

在A2站，对数层的厚度 H_l 在一个潮周期内的变化很小，在大部分时间 H_l 均在 $4-5 \text{ m}$ 之间，只有在流速 $U(\zeta)$ 接近最大值的一小段时间内， H_l 可达 $6-7 \text{ m}$ 。

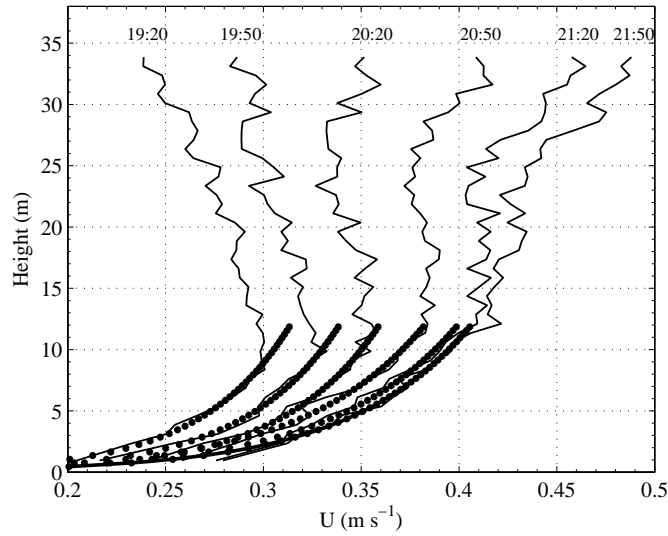


图 2.10: A1站实测流速剖面 $U(\zeta)$. 在前两个流速剖面中 ($t = 19:20$ 和 $19:50$), 流速在中层存在明显的最大值, 随着流速逐渐增大, 中层流速最大值逐渐消失. 图中黑色圆点表示与对应实测流速剖面最为接近 (最小二乘意义下) 的对数分布.

有意思的是, 当 $U(\zeta)$ 接近其最小值时 (此时流速在所有深度上都小于 0.05 m s^{-1}), 即 $t = 9-10 \text{ hr}$ 和 $t = 15 \text{ hr}$ 左右 (参见图2.4(a)), 流速随离底高度增大而逐渐减小. 这可由潮流动量方程中各项的位相差来解释. 对于潮流, 动量方程可以看作三项的平衡: 惯性项、水平压强梯度力项以及粘性力项, 因此流速的变化取决于水平压强梯度力与湍粘性力之间的平衡. 由于水平压强梯度力在水体各深度上都是一致的, 而粘性力在近底层要显著大于上层水体, 因此流速的变化在不同深度处具有显著的位相差, 随离底距离增大, 潮流的位相逐渐滞后, 即通常所说的“底层先涨先落”. 当潮流位相位于转流时刻附近时, 这种位相差可以导致A2站所观测到的“反”的流速剖面. 事实上, Guo and Yanagi (1998) 在利用黄、东海三维潮流模式进行的数值实验中也发现了类似的现象. 这表明, 潮流动量方程中各项的位相差异可以导致流速剖面具有不同于常规的随离底高度增大而逐渐增大的垂直结构. 而这种反常的流速结构又反过来影响动量方程的平衡.

在D站, 对数层的厚度 H_l 的大小与A2站相当, 约为4-5 m, 但对数层的存在并没有A1站与A2站那么明显. 在所分析的176个流速剖面中, 有126个剖面可以发现对数层的存在, 且大多发生在流速沿东、西向进、出胶州湾的时刻, 约占总观测时间的70%. 当潮流较小时, 假潮对流速的影响非常显著, 流速随离底距

离增大而逐渐减小，呈现与A2站类似的“反”结构。

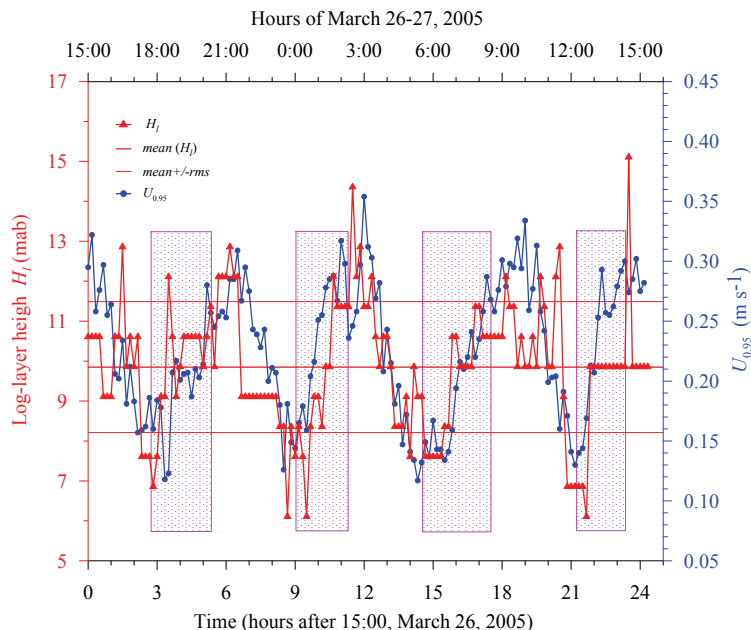


图 2.11: A1站对数层厚度 H_l 与底层流速大小 $U_{0.95}$ 的时间序列. 其中, 在阴影部分所示时段流速剖面在对数层上界附近存在流速的最大值.

与A2站和D站显著不同的是, A1站对数层的厚度 H_l 在一个潮周期内存在显著的变化, 其变化范围为6.1-15.1 m. 如图2.11所示为A1站 H_l 在一个周日内的变化. 可以看出, H_l 具有明显的四分之一周日周期的变化, 且与底层 ($\zeta = 0.95$ mab) 流速的变化非常一致, 相关系数达0.87. 一个周日内 H_l 的平均值为9.85 m, 标准方差 $\sigma_{H_l} = 1.62$ m.

在对数层以上, A1站水平流速剖面 $U(\zeta)$ 呈现出显著的中层最大值 U_{max} (见图2.10), 且只出现于潮流流速大小逐渐增大的时段. 图2.11中的阴影部分标示出了 U_{max} 出现的时段. 对比图2.3(a)与2.11可以发现, U_{max} 主要出现在潮流由潮流椭圆短轴方向转向长轴方向的时段, 即潮流大小 $U(\zeta)$ 逐渐增大的时段. 当潮流加速度 dU/dt 达最大值时 U_{max} 达最大值, 随后随着潮流流速的进一步增大 U_{max} 逐渐消失, 流速呈现通常的随离底距离增大而逐渐增大的剖面结构. 该过程在每半个潮周期持续约3 hr. 在 U_{max} 消失的时段, 对数层以上流速的垂直剪切逐渐减小, 且当流速达最大值 (即潮流转至潮流椭圆长轴方向) 时对数层以上流速近似为常数, 随深度变化非常小.

定性地讲, 流速中层最大值的出现与消失也可以由潮流在水体不同深度处的位相差来理解. 因为底层流速的位相领先于上层水体, 所以当潮流流速逐渐增大时, 近底层流速先增大, 而上层流速稍后才开始增大, 加之底摩擦对底层

流速大小的约束作用，会在中层出现流速的最大值；而随着潮流流速的进一步增大，上层流速逐渐赶上，因此中层最大值逐渐消失。当潮流流速大小逐渐减小时，近底层流速先减小，因此不会出现中层流速最大值。但值得注意的是，上述解释的合理性还需要更多观测与数值实验的检验，因为实际潮流的垂直位相差是否能够合理地解释上述实测中层速最大值的出现与消失还不得而知。

除了潮流的垂直位相差，还有许多可能的机制可以解释实测流速剖面中的中层最大值。在非振荡型流动中，近底层高悬浮物浓度对湍流的抑制作用可以造成射流（Barenblatt and Golitsyn 1974）。对于湍粘性系数 K_M 为常数的一维振荡型流动，简单的Stokes解给出的流速剖面在平底以上 H_l 处存在流速的最大值，且其位置 H_l 由 K_M 及流动的振荡频率 ω 确定。在潮汐锋所造成的射流内，流速的垂直剖面也可能存在中层最大值。在感潮渠道内，潮流转向时也可能出现流速的中层最大值。当风生流比较显著，且与潮流流向不一致时，实际流速剖面也可能存在中层最大值。此外，潮流与内波或近惯性振荡的相互作用也可能导致实测流速的中层最大值。然而，A1站所观测到的流速中层最大值 U_{max} 具有明显的潮变化，因此我们在下面将只分析与潮有关的机制。

在A1站，观测时间为3月26–27日，海水刚刚开始增温，层化还非常弱，因此潮汐锋尚未形成，而且Simpson-Hunter数 $SH = \log_{10}(H/U^3) = 2.95$ （这里 H 为A1站的平均水深38 m， $U = 0.35 \text{ m s}^{-1}$ 为潮流的平均振幅），显著大于通常所认为的临界值1.8–2.0，因此实测中层最大值 U_{max} 不能归结于潮汐锋生射流的结果。

Guo and Yanagi (1998) 的数值实验表明，如果取湍粘性系数 K_M 为常数，那么在非层化潮流中水体下部可产生流速的最大值。事实上，Sakamoto and Akitoma (2006) 的数值试验也表明，如果取 K_M 为常数，旋转潮流中潮流底边界层以上可能出现流速的最大值。在A1站，因为没有 K_M 的剖面观测，我们无法直接判断 K_M 在水体中是否近似为常数，但对于远离边界、层化非常弱的中层水体，常湍粘性系数假设基本上是合理的。因此，我们通过以下分段函数来描述A1站的流速剖面，即下层为对数层，上层为一维平板振荡型流动的Stokes解（Schlichting 1962），

$$U(\zeta) = (u_*/\kappa) \ln(\zeta/\zeta_0), \zeta \leq H_l \quad (2.1)$$

$$U(\zeta, t) = \text{Re} \left\{ U_A \left[1 - \exp(-1 + i)\zeta/\sqrt{2K_M/\omega_{td}} e^{i\omega_{td}t} \right] \right\}, \zeta > H_l \quad (2.2)$$

其中， U_A 为潮流的特征振幅， ω_{td} 为潮流的圆频率。该分段函数的适用性如

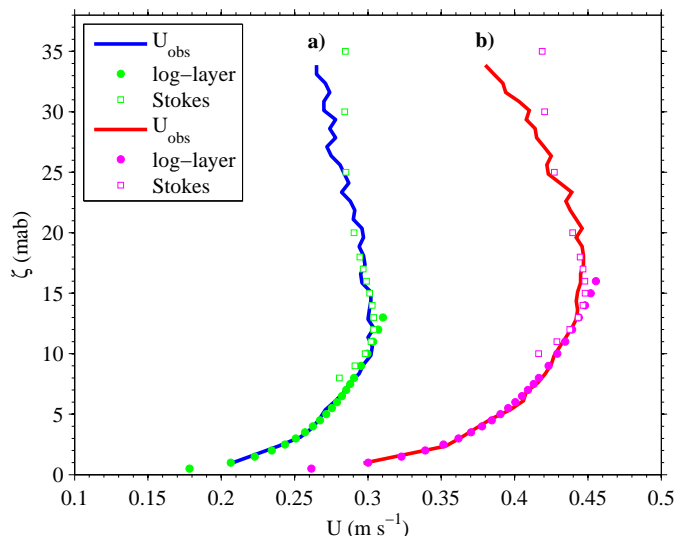


图 2.12: A1站两典型流速剖面: (a) 2005年3月26日19:30 ($t = 4.5$ hr); (b) 2005年3月27日01:00 ($t = 11$ hr). 为使理论剖面最大限度地与实测流速剖面一致, 公式2.1与2.2中各参量的值应分别取为: (a) $U_A = 0.285$ m s $^{-1}$, $K_M = 2 \times 10^{-3}$ m 2 s $^{-1}$, $u_* = 1.62 \times 10^{-2}$ m s $^{-1}$, $\zeta_0 = 6.12 \times 10^{-3}$ m; (b) $U_A = 0.42$ m s $^{-1}$, $K_M = 3 \times 10^{-3}$ m 2 s $^{-1}$, $u_* = 2.24 \times 10^{-2}$ m s $^{-1}$, $\zeta_0 = 4.29 \times 10^{-3}$ m.

图2.12所示. 可以看出, 图中所示两个剖面的对数层厚度分别为11和13 m. 通过拟合实测剖面可得湍粘性系数 K_M 约为 $(2-3) \times 10^{-3}$ m 2 s $^{-1}$, 符合弱层化陆架海中湍粘性系数的特征. 考虑到湍扩散系数 K_z 一般要小于湍粘性系数 K_M 的事实 (e.g., Thorpe 2005), 上述 K_M 的估计值也与我们在下一章中由实测CTD资料估计出的跃层以下水体中平均的湍扩散系数 $K_z \sim 3 \times 10^{-4} - 2 \times 10^{-3}$ m 2 s $^{-1}$ 的结果非常一致.

值得注意的是, 基于上述理论模型, 因为湍粘性系数 K_M 为常数, 所以对数层的厚度 H_l (也即流速中层最大值的位置) 不随时间变化. 然而, 如图2.11所示, A1站实测流速的 H_l 随时间具有明显的四分之一周日周期的变化. 因此, 上述简单的理论模型可能只适用于一小段时间, 而不能应用到整个潮周期. 为了使得模型能够应用于整个潮周期, 我们需要对上述模型进行改进. 具体地讲, 我们令 K_M 具有潮周期的变化, 即

$$K_M(t) = K_{M_0} [1 - \kappa \cos(\omega_{td}t)] \quad (2.3)$$

其中, $K_{M_0} = 3 \times 10^{-3}$ m 2 s $^{-1}$ 为湍粘性系数的特征值, 通过拟合实测流速剖面获得. 利用公式2.3与2.2, 我们模拟了一个周日内流速剖面 $U(\zeta, t)$ 的变化, 结果如图2.13所示. 图中同时给出了流速垂直剪切的深度-时间变化. 可以看出, 由上述

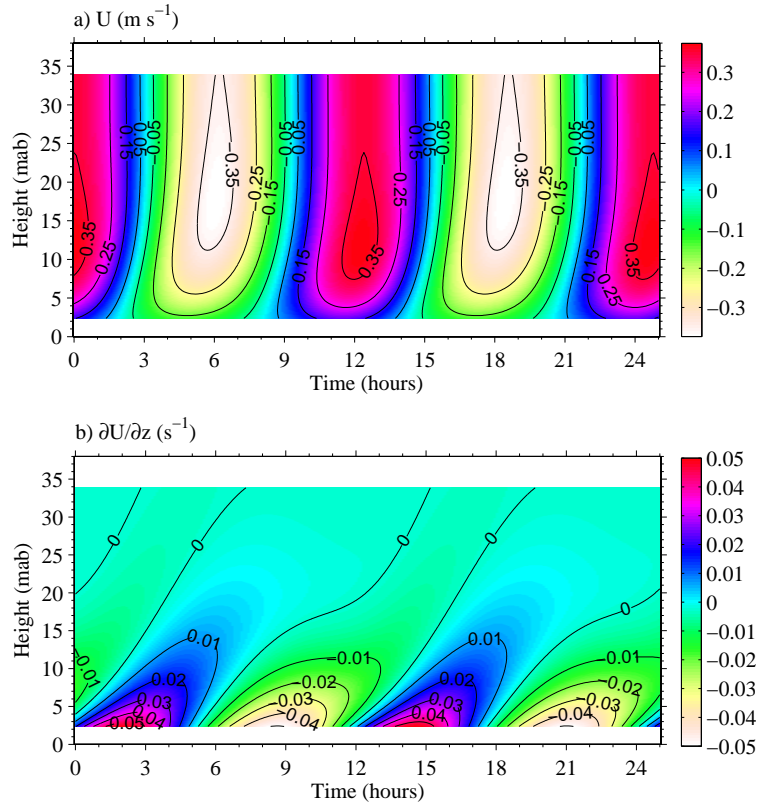


图 2.13: 由公式2.2和2.3模拟的A1站流速 U (a)及其垂直剪切 $\partial U/\partial z$ (b)的深度-时间变化图.

理论模型所模拟的水平流速剖面的变化与A1站实测流速剖面的变化非常类似, 在 $\zeta = 6-15$ mab的深度处具有流速的中层最大值(受 K_{M_0} 值大小的影响, 模拟的流速的中层最大值的位置比A1站实测的位置高约5 m左右). 因此, A1站实测流速中层最大值的周期性变化可能由对数层以上水体中湍粘性系数的周期性变化所致. 然而, 至于为什么这种周期性变化只发生在A1站, 而在A2站与D站却没有体现, 我们还不清楚. 正如前面所提到的, A1站与其它两个站的主要区别在于潮流类型的不同. A1站潮流为规则的旋转潮流, 而A2站处潮流的旋转却很不规则, D站则为往复型潮流, 同时受到假潮的影响. 然而, 虽然上述理论模型可以较好地模拟出A1站实测流速的主要特征, 但模型中并没有包含潮流的旋转. 因此, 虽然潮流的旋转在中层流速最大值的发展过程中可能具有一定的作用, 但其作用并不明显.

2.6.2 水平流速的垂直剪切

在各站, 水平流速的垂直剪切 $Sh = \sqrt{(\partial u/\partial z)^2 + (\partial v/\partial z)^2}$ 可由实测流速剖

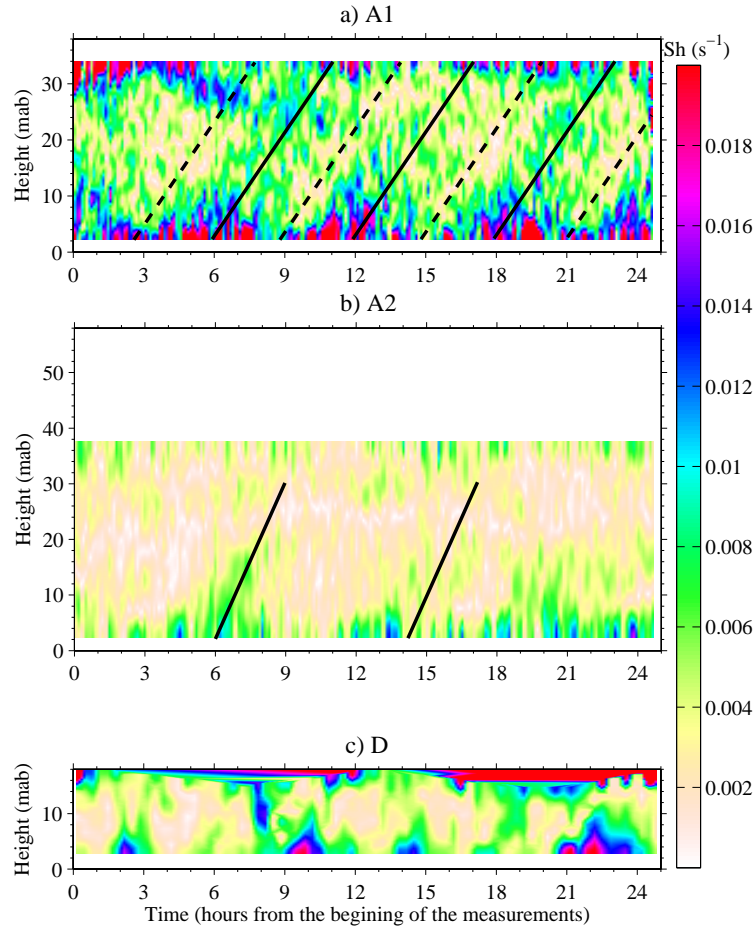


图 2.14: 三站位水平流速垂直剪切的深度-时间变化图: (a) A1站; (b) A2站; (c) D站. 图(a)和(b)中黑色实线与虚线指示了近底强剪切向上的传播, 它们斜率的大小表征了剪切向上传播的速率. 其中, 实线对应底部剪切较大的时刻, 虚线对应底部剪切的小值期 (潮流流速较小的时段). 为方便对比, 各站使用了相同的垂直尺度.

面计算获得. 为了消除实测流速中的高频扰动与观测误差对 Sh 的影响, 计算流速剪切前对实测流速剖面进行了低通滤波, 本文采用二阶Butterworth滤波器, 截断波数 $k_{lp} = 0.13$ cpm (即 $k_{lp} = 0.2 k_N$, 其中 $k_N = 1/(2\Delta z)$ 为实测流速剖面的折叠波数, 而 $\Delta z = 0.75$ m为实测流速剖面的空间分辨率). 如图2.14所示为各站流速剪切的深度-时间变化图. 可以看出, 流速剪切的大值主要出现在底边界层内与近表层. 在底边界层内, 流速剪切主要由海底摩擦作用于潮流而产生, 因此潮流流速最大时, 流速剪切也最大; 而在近表层, 流速剪切主要由海面风强迫产生. 这在A1与D站非常明显, 而在D站, 由于流速剪切相对较弱, 上述特征没有其它两站那么明显. 在A1站, 近底强剪切层可至底上12–15 m处, 占整个水深的32–39%, 在A2站可至底上7–8 m (水深的12–14%), 而

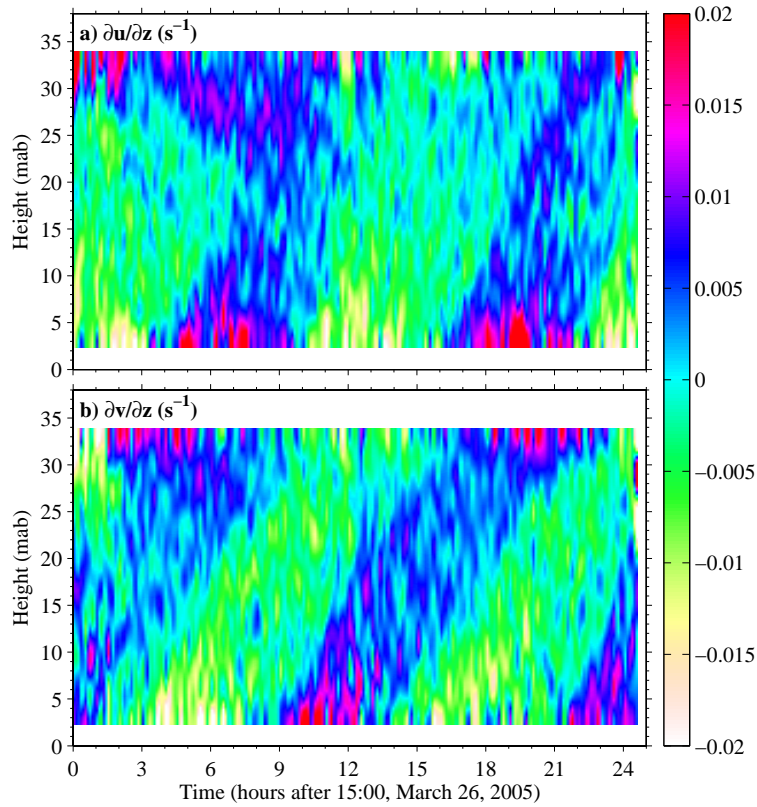


图 2.15: A1站流速剪切分量 $\partial u/\partial z$ (a) 与 $\partial v/\partial z$ (b) 的深度-时间变化图.

在D站为7–10 m (水深的39–56%)。在A1站, 近底强剪切在观测期间的大部分时间内 (80%以上) 都很显著, 而在A2站, 只有大约20%的时间内近底强剪切比较显著, D站为40%左右.

在水深较浅的D站, 在近表强剪切层与近底强剪切层之间剪切相对较弱. 剪切随离上、下边界距离增大而逐渐减弱. 由于水深较浅, 在观测期间的某些时段, 强剪切可以贯穿整个水体.

非常有意思的是, A1站流速剪切在近表层以下各深度处均随流速大小的变化呈现周期性的变化 (图2.14(a)). 这在流速剪切的分量 $\partial u/\partial z$ 与 $\partial v/\partial z$ 的深度-时间变化图中表现的更为显著 (图2.15). 这表明, 潮流的旋转可能是控制流速剪切自近底层向上传播的关键因子. 由图2.14(a)可以估计出, A1站流速剪切向上传播的速率 (或称“相速度”) 约为 6 m hr^{-1} . 对比图2.14(a)与2.13(b)可以看出, 在底上10–15 m内实测流速剪切向上传播的特征与我们在上一节中提出的理论模型的结果基本一致. 然而, 值得注意的是, 该理论模型并未考虑潮流的旋转, 而且, 如果取平均的湍粘性系数为 $K_M=3\times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 那么底边层的

厚度 $\delta = \sqrt{2K_M/\omega_{td}}$ 仅为7 m, 这显著小于实测流速剪切剖面中所显示出的底边层的厚度. 要使理论模型的底部强剪切影响至底上10–15 m处, 所需平均的湍粘性系数 K_M 将显著大于强潮驱陆架海中的特征值, 因此是不合理的.

在A2站(图2.14(b)), 流速剪切自底层向上传播没有A1站那么明显. 流速剪切的大值主要出现在底上20 m以内的水体中. 在 $t < 15$ hr的时段, 流速剪切也表现出自底层向上传播的特征, 但其传播速率明显大于A1站, 约为 10 m hr^{-1} . 有意思的是, 在 $t = 15$ hr以后, 流速剪切向上传播的特征并不明显, 底上不同高度处流速剪切的相位基本一致. 由图2.4(a)可以看出, 在 $t < 15$ hr的时段, 流速为规则的逆时针旋转潮流, 而在其后, 流速的变化很不规则, 因此流速变化的不规则性可能是 $t = 15$ hr后流速剪切没有明显向上传播特征的原因.

可以肯定的是, 上述所观测到的近底强剪切向上传播紧密联系于流速剖面的特定结构, 即流速中层最大值及其位置的周期性变化. 图2.13表明, 如果使得垂向一致的湍粘性系数 K_M 随时间作周期性变化, 简单的一维振荡型流动的Stokes解可以成功地模拟出底上10–15 m内实测流速剪切自底层向上传播的特征. 在中层流速最大值以上, 剪切的产生主要由流速大小逐渐增大时潮流大小随离海表距离减小而逐渐减小所致. 有意思的是, 流速中层最大值以上深度处流速的变化与底边界层中流速的变化非常一致, 从而使得整个水体中剪切向上传播的速率基本一致(图2.15). 然而, 我们在上一节中对流速剖面结构(即流速剖面具有中层最大值)的解释并不能给出整个水体中剪切传播速率完全一致的原因. 正如我们前面所指出的, 不同深度处潮流动量方程中各项的位相差可以导致流速的反常结构, 因此特定的潮流状况与所对应的湍流混合状况的相互作用可能是实测流速剖面中流速中层最大值以及整个水体中剪切以同样速率向上传播的原因. 此外, 当近表风致流速剪切的传播特征与近底强剪切传播特征一致时, 也可以看到整个水体一致的传播速率.

与我们所观测到的流速剪切的向上传播类似, Simpson等(Simpson et al. 1996; Rippeth et al. 2003)在爱尔兰海观测到了湍动能耗散率 ϵ 自近底层向上传播, 但其传播的速率($\sim 10\text{--}50 \text{ m hr}^{-1}$)远大于本文中所发现的流速剪切的传播速率. 新的观测(Simpson et al. 2009)表明不同深度处 ϵ 的传播速率也不相同. Simpson等认为近底层层结对湍流的抑制作用可限制 ϵ 的传播速率. 这与简单的理论模式一致, 因为剪切的传播速率 $c \sim \sqrt{2K_M\omega_{td}}$. 然而, A1站与A2站的结果并不支持上述理论, 因为在两站位层结都很弱, 且水体热盐结构非常类似, 但流速与剪切的结构却差别很大. 因此, 潮流的旋转或者其它原因, 而非层结状况, 可能是上述差别的真正原因.

2.7 本章小结

为研究强潮驱陆架海中潮混合的特征以及潮流旋转对潮混合的影响, 我们在黄海三对比性站位处进行了水体热盐结构、平均流速剖面以及底边界层内单点三维高频流速的强化观测. 作为第一部分, 本章主要讨论了水体的热盐与流速结构.

在位于青岛外海的D站, 潮流为典型的往复型潮流, 但涨潮流显著大于落潮流, 最大涨潮流速约为最大落潮流速的二倍. 除受潮流的控制外, 实测流速中还明显包含周期约为2.3 hr的较高频脉动. 分析显示, 这种高频脉动可能是产生于胶州湾内的假潮. 在观测期间的大部分时间, 流速剖面在近底层呈显著的对数分布, 对数层的厚度约为4–5 m, 且在潮内没有明显的变化. 而在位于南黄海西部陆架区的A1站, 潮流为规则的旋转流, 对数层的存在非常显著, 但其厚度随潮流流速大小的变化而呈四分之一周日周期的变化. 在一个周日内, 对数层厚度的变化范围为6–15 m. 有意思的是, 在潮流矢量由潮流椭圆短轴方向转向长轴方向(即流速大小逐渐增大)的前半个时段, 对数层上界处出现流速最大值, 且每半个潮周期持续3 hr左右. 分析表明, 对数分布与一维振荡型流动的Stokes解的组合可以较好地描述上述流速结构, 所需常湍粘性系数为 $K_M = (2-3) \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 符合弱层化强潮驱陆架海中湍粘性系数的特征, 也与我们下一章中所获得的水体垂直湍扩散系数的估计一致. 如果取上述理论模型中的湍粘性系数保持垂向均匀但随时间以半日潮周期变化, 模型可以定性地模拟出A1站实测流速与剪切的结构与潮内变化特征. 然而, 需要指出的是, Stokes解是在常湍粘性系数假设下导出的, 使用随时间变化的湍粘性系数违背了Stokes解的基本假设, 因此上述模拟与实测结果的一致性可能只表明湍粘性系数的时间变化是流速中层最大值出现的原因, 而具体的控制机制, 还需要更进一步的研究.

在各站位, 水平流速垂直剪切的大值都主要出现在底边界层内与受海表风强迫显著影响的近表层, 其相对大小分别取决于潮流流速与风速的大小. 对于往复型潮流(D站), 流速垂直剪切的位相随深度没有显著的变化, 不同深度处剪切的位相基本一致. 而对于旋转型潮流(A1站), 流速剪切呈现出自近底向上缓慢传播的特征, 平均的“相速度”约为 6 m hr^{-1} . 在潮流类型很不规则的A2站, 流速剖面与剪切的结构表现出显著的不规则性. 在观测的某些时段, 流速剪切也表现出自底层向上传播的特征, 但其相速度显著大于A1站, 约为 10 m hr^{-1} .

上述研究结果表明, 在强潮驱陆架海中, 潮流的旋转会显著影响流速垂直

剪切的结构, 从而影响水体的湍流混合特征. 旋转 (A1站) 与往复 (D站) 型潮流中的湍流混合特征及其差异将在下一章中进行深入的探讨.

第三章 旋转与往复型潮流及其所致混合

II. 近底湍流与混合

3.1 引言

近年来, 随着高频、宽带声学多普勒流速剖面仪ADCP以及高精度、高采样率三维点式声学多普勒流速仪ADV的逐步应用, 强潮驱陆架海中湍流混合的研究取得了显著的进展. 利用坐底锚系ADV的高频流速观测资料, 可以直接计算近底层内的动量通量(即雷诺应力) $(-\overline{u'w'}, -\overline{v'w'})$ 以及海底摩擦速度 $u_* = \sqrt{(-\overline{u'w'})^2 + (-\overline{v'w'})^2}$ (e.g., Voulgaris and Trowbridge 1998; Kim et al. 2000; Fugate and Chant 2005), 从而可以获得海底拖曳系数 $C_d = u_*^2/U^2$ 的估计. 这里, U 为一参考平均流速, 可以是海底以上某高度 ζ 处的平均流速, 或者整个水体的垂直平均流速. 在深海, U 通常取为底边界层以上某处的地转流速. 而利用ADV实测高频流速的频率谱中Kolmogorov惯性副区的存在, 可以通过拟合理论谱形式的方法来估计湍动能耗散率 ε . 利用ADCP的流速剖面观测资料可以通过对数拟合的方法来间接估计 u_* (e.g., Lueck and Lu 1997; Friedrichs and Wright 1997; Cheng et al. 1999; Foster et al. 2000; Elliott 2002; Howarth and Souza 2005), 这基于流速剖面在近底层符合对数分布的事实, 即 $U(\zeta) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(\frac{\zeta}{\zeta_0})$. 这里, ζ 为离底高度, $\kappa = 0.40$, 为 von Karman 常数, ζ_0 为海底粗糙度. 需要注意的是, 从严格意义上讲, 上述对数分布所适用的对象是定常、一维、非层化、充分发展的平行剪切流体. 此外, 基于湍流的贴壁理论 $\varepsilon = u_*^3/\kappa\zeta$, 即湍流剪切生成与粘性耗散的局地平衡假设, u_* 还可以通过获得海底以上某高度处湍动能耗散率 ε 的观测来进行间接估计 (e.g., Dewey and Crawford 1988; Sanford and Lien 1999; Shaw et al. 2001; MacKinnon and Gregg 2005a).

已有的研究表明, 通过对数拟合实测流速剖面获得的海底摩擦速度 u_* 的估计值往往大于由ADV高频流速资料直接计算的结果 (e.g., Friedrichs and Wright 1997; Howarth and Souza 2005). 但前人往往将上述差异简单地归结于实测流速并不满足对数分布严格成立的条件 (Smith and Mclean 1977; Li 1994; Friedrichs and Wright 1997), 而对于局地动力过程的非平稳性、水体的层结状况、底地形的细结构以及与之相关的型阻等因素对两者关系的影响, 至今尚未有较为深入的讨论.

在本章中, 我们将对黄海两对比性站位处的近底潮混合特征进行深入研究.

所用资料为第二章中所介绍的A1站与D站的ADCP流速剖面观测资料以及近底层内单点三维高频流速观测资料. §3.2主要介绍近底湍动能耗散率 ε_{nb} 与垂直湍扩散系数 K_z 的估计以及它们对湍流雷诺数 Re_{nb} 的依赖关系. 在本节中, 我们还通过计算Thorpe尺度的方法估计弱跃层以下水体中平均的湍动能耗散率 $\langle\varepsilon\rangle$ 与垂直湍扩散系数 $\langle K_z\rangle$, 并进而分析它们对块体Richardson数 $Ri_b = \langle N^2\rangle/\langle Sh^2\rangle$ 的依赖关系. 这里, $\langle N^2\rangle$ 与 $\langle Sh^2\rangle$ 分别为跃层以下水体中平均的浮性频率的平方与水平流速垂直剪切的平方. 旋转与往复型潮流中海底摩擦速度 u_* 的时间变化将在§3.3予以介绍. §3.4讨论不同潮流类型下 ε_{nb}, u_* 以及湍动能 e_{tr} 之间的相互关系. §3.5为本章小结.

3.2 湍动能耗散率与垂直湍扩散系数

利用ADV高频流速观测资料可以通过在实测湍流能谱惯性副区内拟和理论谱形式来估计湍动能耗散率 ε . 湍流能谱的惯性副区是指, 在湍流能谱的某个波数范围内能谱密度 ϕ 只与湍动能耗散率 ε 和波数 k 有关, 而与湍流在大尺度的能量输入及在小尺度的能量耗散(分子粘性)无关. 利用湍流惯性副区估计湍动能耗散率 ε 的方法称为惯性耗散法.

对于充分发展的湍流边界层, 湍流在大尺度的能量输入与在小尺度的粘性耗散处于平衡, 于是一维湍流能谱具有如下形式,

$$\phi_{ii}(k) = \alpha_i \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (3.1)$$

其中, $\phi_{ii}(k)$ 为第 i 个流速分量在波数 k 的能谱密度 ($i = 1, 2, 3$, 分别对应于 u, v 和 w), α_i 为一维Komolgorov普通常数, 由实验确定. 如果取 $i = 1$ 对应于平均流方向, $i = 2, 3$ 分别对应于与平均流垂直的另外两个流速分量, 那么根据Sreenivasan (1993), $\alpha_1 = 0.53$, $\alpha_2 = \alpha_3 = \frac{4}{3}\alpha_1 \approx 0.71$.

因为ADV观测资料为单点的流速时间序列, 无法直接求得湍流的波数谱, 所以需要将实测湍流的频率谱转化为波数谱(或者将理论的波数谱转化为频率谱形式). 当 $k\phi_{ii}(k)/U^2 \ll 1$ 时, 波数为 k 的湍涡的时间尺度远小于对流时间尺度, 即湍流脉动远小于平均流时, 可以利用“Taylor冰冻湍流假设”(e.g., Thorpe 2005)将湍流的频率谱转化为波数谱

$$k = \frac{2\pi f}{U}, \quad (3.2)$$

$$k\phi_{ii}(k) = f\phi_{ii}(f), \quad (3.3)$$

其中, f 为频率, U 为平均对流速度(即平均流速), $\phi_{ii}(f)$ 与 $\phi_{ii}(k)$ 分别为湍流的频率谱密度与波数谱密度. 联立式3.1-3.3可得,

$$\phi_{ii}(f) = \left(\frac{U}{2\pi}\right)^{2/3} \alpha_i \varepsilon^{2/3} f^{-5/3}, \quad (3.4)$$

此即以频率谱形式表示的Kolmogorov惯性副区理论(Kolmogorov 1941). 由上式可以看出, 在惯性副区内, 频率谱密度 $\phi_{ii}(f)$ 与频率 f 之间满足 $-5/3$ 次指数关系, 因此惯性副区理论经常被称作“Kolmogorov $-5/3$ 定律”. 在实际应用中, $-5/3$ 次指数关系是判断湍流频率谱中是否存在惯性副区的主要依据. 因此, 已知平均流速 U 及湍流频率谱 $\phi_{ii}(f)$, 即可由下式估计湍动能耗散率 ε

$$\varepsilon = 2\pi U^{-1} \alpha_i^{-3/2} [f^{5/2} \phi_{ii}(f)^{3/2}]. \quad (3.5)$$

其中, 各变量的含义如前所述, 方括号表示取惯性副区内的平均值. 该方法已被成功应用于许多潮驱陆架海中近底湍流混合特征的研究中(e.g., Kim et al. 2000; Doron et al. 2001; Nimmo Smith et al. 2005).

Stapleton and Huntley (1995)指出, 在底边界层内垂直流速受波动的影响较之水平流速要小, 垂直流速脉动 w' 主要由湍流产生, 因此由ADV高频流速资料所计算得的 w' 的频率谱在高频段的噪音要显著低于 u' 与 v' 的频率谱. 我们在D站和A1站的观测资料支持这个结论. 如图3.1(a)所示为D站涨潮期间同一时段三个流速分量 u' 、 v' 以及 w' 的频率谱. 可以看出, 在三个流速分量的频率谱中惯性副区的存在都非常明显, 且其所占频带的宽度在 u' 与 v' 的频率谱中要大于 w' , 这与Monin and Yaglom (1975)的理论一致. 此外, 图中也清晰地显示出, 在高频部分流速分量 u' 、 v' 的频率谱的噪音水平要显著高于 w' 的噪音水平, 这在图3.1(b)中表现的更为清楚. 图3.1(b)表明水平流速脉动在 $f \sim 0.12$ Hz (周期 $\tau \sim 8$ s)处具有显著谱峰, 而在垂直流速 w' 的频率谱中却没有明显的体现, 这表明表面波对近底水平流速的影响较为显著, 而对垂直流速的影响却非常微弱. 因此, 本章中, 我们将只由垂直流速脉动 w' 的频率谱来估计湍动能耗散率 ε .

在A1站, 因为采用脉冲方式进行采样, 且脉冲间隔为10 min, 所以在25 hr的观测期间获得了147组、长度为32 s、时间间隔为 $\frac{1}{64}$ s的高频流速观测资料. 分析表明, 在观测期间的绝大多数时段(其中的139组), 频率谱 $\phi_w(f)$ 中惯性副区的存在都非常显著, 只有8组流速时间序列的频率谱中惯性副区不太明显. 作为示例, 图3.2中给出了A1站5组 w' 的频率谱 $\phi_w(f)$. 可以看出, 在每个频率谱中, 惯性副区的存在都非常显著, 且占据很宽的频带. 此外, 在 $t = 1.64$

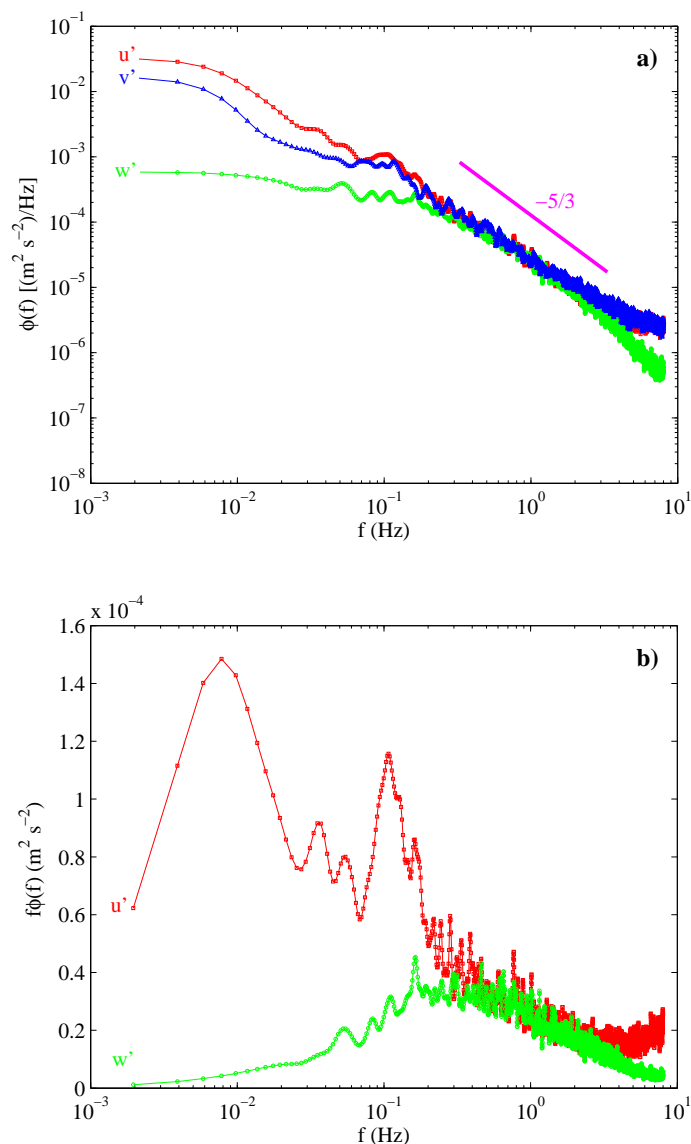


图 3.1: D站湍流频率谱示例: (a) 三个流速分量 u' (红色), v' (蓝色) 与 w' (绿色) 的频率谱 $\phi(f)$, 粉红色实线指示了惯性副区内频率谱密度 $\phi(f)$ 与频率 f 之间应满足的 $-5/3$ 次指数关系; (b) 流速分量 u' (红色) 与 w' (绿色) 的保能频率谱 $f\phi(f)$.

hr和8.17 hr时, 频率谱在 $f = 2-3$ Hz处存在明显的谱峰, 这是由于该时段A1站近底层存在显著的垂直对流, 我们将在后文中作较为详细的讨论.

在D站, 由于是连续采样, 我们可以采用不同的时间长度来定义雷诺平均的时间并计算垂直湍流脉动 w' 及其频率谱 $\phi_w(f)$. 分析结果显示, 湍流频率谱的特征及由其所估计出的湍动能耗散率 ε 对雷诺平均的时间长度并不敏感. 为使所得湍动能耗散率 ε 与A1站的结果具有相似的统计平均意义以方便二者的相互比较,

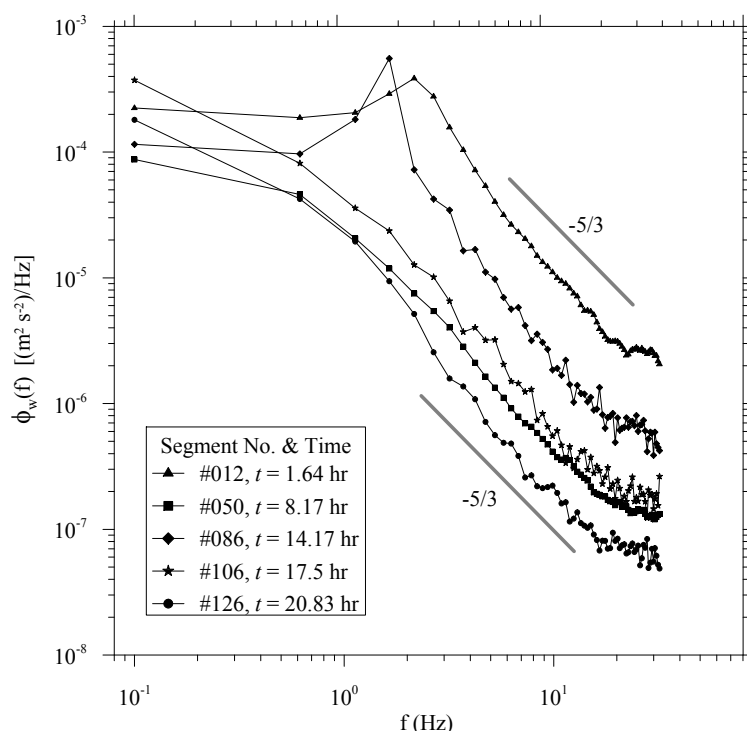


图 3.2: A1站垂直流速脉动 w' 的频率谱 $\phi_w(f)$ 示例. 图例中给出的时间为各组湍流脉动时间序列的平均时间, 单位为观测开始(2006年3月26日15:00)后的小时数. 灰色实线指示了惯性副区内频率谱密度 $\phi(f)$ 与频率 f 之间应满足的 $-5/3$ 次指数关系.

我们将D站原始数据每10 min分为一组, 并取每一组中第1 min的数据进行分析. 与A1站一样, 计算所得 $\phi_w(f)$ 中惯性副区的存在也非常显著, 但在 $f > 0.5$ Hz的频段上没有显著的谱峰.

如图3.3中(1)&(2)分别为D站近底层($\zeta = 0.45$ mab)湍动能耗散率 ε_{nb} 与湍流雷诺数 $Re_{nb} = (\Delta U/\zeta)L_{tr}^2/\nu$ 的时间序列. 为消除 ε_{nb} 与 Re_{nb} 时间变化中的高频脉动, 图中所示结果已进行了五点滑动平均. 可以看出, ε_{nb} 与 Re_{nb} 在小时尺度上的时间变化非常一致. 这里 ΔU 为ADV测得的底上 $\zeta = 0.45$ mab高度处的平均流速 $U_{0.45}$ (注意到海底处平均流速 $U_{\zeta=0} = 0$), L_{tr} 为含能湍涡的特征尺度, ν 为海水的分子粘性系数. 在近底层, 平均流速剖面满足对数分布 $U(\zeta) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{\zeta}{\zeta_0}$, 海底固边界是湍涡发展的主要限制因子, 湍涡的特征尺度可由普朗特混合长理论来描述, 即 $L_{tr} = \kappa\zeta$. 将上述各量代入 Re_{nb} 的表达式可得, D站观测期间 Re_{nb} 的变化范围约为 10^2 – 10^3 , 且在涨潮流速最大时达最大值(图3.3). 在流速较大的涨潮阶段, 近底层湍动能耗散率 ε_{nb} 可达 $5 \times 10^{-5} \text{ W kg}^{-1}$ (图3.3中 $t \sim 10$ – 11 hr与 $t \sim 22$ – 23 hr), 而在流速较小的落潮阶段, ε 降至 $\sim 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$ (t

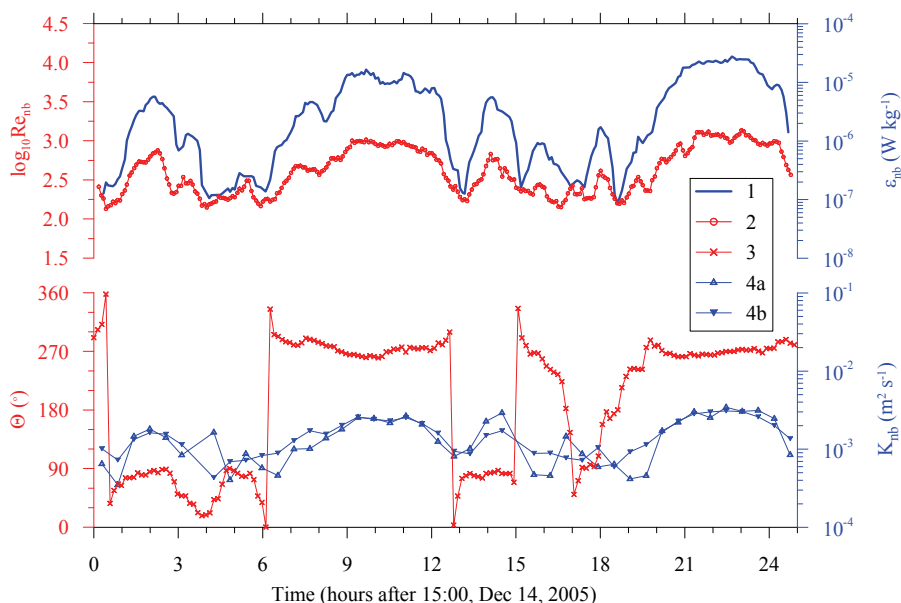


图 3.3: D站近底层 ($\zeta = 0.45$ mab) 各量的时间序列: (1) 湍动能耗散率 ε_{nb} ; (2) 湍流雷诺数 Re_{nb} ; (3) 平均流向 Θ ; (4a) 由 $L_{tr} = \kappa\zeta$ 计算所得的垂直湍扩散系数 K_{nb} ; (4b) 由 $L_{tr} = 0.5w_*^3/\varepsilon$ 计算所得的垂直湍扩散系数 K_{nb} .

~ 5 hr与7 hr). 此外, 在落潮阶段、特别是接近转流时刻的时段, 潮流流速相对较小, 假潮的影响比较显著, Re_{nb} 与 ε_{nb} 都表现出周期约为2 hr的高频变化 (图3.3中 $t = 2-4$ hr与 $t = 13-18$ hr).

已知湍动能耗散率 ε , 近底层的垂直湍扩散系数可由下式计算获得: $K_{nb} = a\varepsilon^{1/3}L_{tr}^{4/3}$ (Monin and Yaglom, 1971), 其中 $a = 1$ 为普适常数, L_{tr} 为含能湍涡的特征尺度. 如前所述, 在近底层, 湍涡的特征尺度可由混合长理论来描述, 即 $L_{tr} = k\zeta = 0.18$ m, 由此可以计算出观测期间D站近底层垂直湍扩散系数 K_{nb} 的范围约为 $3 \times (10^{-4}-10^{-3})$ $m^2 s^{-1}$. 此外, 根据Monin and Yaglom (1971), 湍涡的特征尺度 L_{tr} 也可由垂直湍流脉动的特征尺度 w_* 与湍动能耗散率 ε 来描述, 即 $L_{tr} = 0.5w_*^3/\varepsilon$. 这里, w_* 可以取为实测垂直流速脉动 w' 在1 min内的标准差 $rms(w')$. 如图3.3中(4a)&(4b)分别为由上述两种湍涡特征尺度参数化方法所计算得的 K_{nb} 的时间序列. 可以看出, 两种方法所得结果非常一致, 相关系数达0.97. 这表明, 在近底层, 湍涡的特征尺度主要由离底距离决定, 在底上固定高度处其值约为常数, 与平均流速的变化无关, 可以由混合长理论来很好地描述. 因此, 在往复型潮流中, 湍流混合特征符合对数分布的基本假设, 实测流速满足对数分布, 对数层为一常应力层, 而非粘性层 (e.g., Lorke et al. 2002). 在D站, 利用拟合对数剖面的方法来估计海底摩擦速度 u_* 是合理的.

在A1站, 流速为规则的逆时针旋转潮流, 潮流椭圆的主轴沿西北-东南

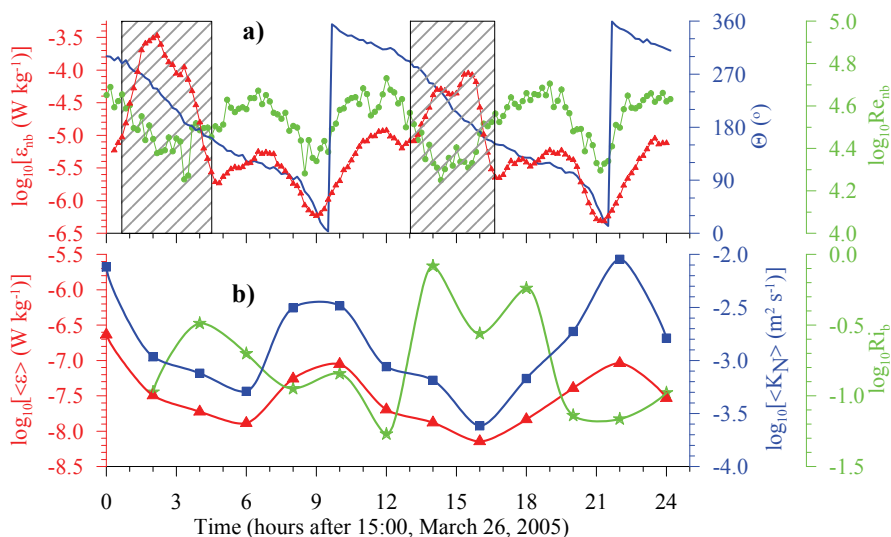


图 3.4: A1站各量的时间序列: (a) 近底层 ($\zeta = 0.95$ mab) 湍动能耗散率 ϵ_{nb} , 湍流雷诺数 Re_{nb} 以及平均流向 Θ ; (b) 深度平均的湍动能耗散率 $\langle \epsilon \rangle$ 与垂直湍扩散系数 $\langle K_z \rangle$ 以及块体Richardson数 Ri_b .

方向, 近似垂直于局地等深线, 潮流椭圆的椭圆率约为0.5. 如图3.4(a)所示为A1站近底湍动能耗散率 ϵ_{nb} , 湍流雷诺数 Re_{nb} 以及平均流向 Θ 的时间序列. 可以看出, 与D站不同, ϵ_{nb} 的变化并不总是与 Re_{nb} 一致. 在图3.4(a)中阴影部分所表示的两个时段内 ($t = 0.6-4.5$ hr与 $t = 13.0-16.6$ hr), ϵ_{nb} 与 Re_{nb} 的变化几乎完全反相. 这可由潮流的转向来解释, 即潮流流向由上坡转向下坡, 即由 $\phi \sim 300^\circ$ (西北偏西) 转向 160° (东南偏南). 当潮流流向转向沿陆坡方向 ($\phi \sim 240^\circ$) 时, 虽然平均流速较小, 从而湍流雷诺数 Re_{nb} 很小, 但近底湍流耗散却非常强, 湍动能耗散率 ϵ_{nb} 达到观测期间的最高值. 分析表明, ϵ_{nb} 与 Re_{nb} 反相的两个时段与A1站近底层温度的高值非常对应 (参见图2.8中A1站近底水温的时间变化). 这表明, 当潮流沿陆坡方向由东 (或东北偏东) 流向西 (或西南偏西) 时, 潮流的对流作用将观测站点东 (或东北偏东) 部的近底层暖水携带到观测站点 (参见图2.7(a)), 而近底层暖水的存在可导致近底层水体的垂直对流. 因此, 实测湍动能耗散率 ϵ_{nb} 为流速剪切生成与垂直对流共同作用的结果, 显著大于单纯的剪切生成, 而湍流雷诺数 Re_{nb} 只表征剪切生成的强弱, 所以二者并不存在简单的对应关系. 事实上, Moum et al. (2004) 在美国俄勒冈陆架海也发现了潮致近底垂直对流的存在. 对观测期间垂直流速 w' 的频率谱 $\phi_w(f)$ 的分析表明, 在高 ϵ 、低 Re_{nb} 的时段, $\phi_w(f)$ 在 $f = 2-4$ Hz频段中存在一显著的峰值 (见3.2中的示例). 在潮流流向由上坡方向逐渐转向沿陆坡方向的过程中, 垂直流速频率谱 $\phi_w(f)$ 中的这个峰值逐渐变得显著 ($t = 2-3$ hr与 $t =$

14–15 hr)，而随后逐渐减弱，并最终在潮流流向转向南、携带近岸的冷水至观测站位时消失（ $t = 4.5$ hr与16.6 hr）。水体恢复重力稳定后，近底湍流又恢复由流速剪切生成控制的常规底边界层湍流结构，湍动能耗散率 ε_{nb} 与湍流雷诺数 Re_{nb} 的变化非常一致。因此，垂直流速频率谱中的谱峰表明，近底层垂直对流造成了水体垂直流速的高频扰动，其频率为2–4 Hz，对应的空间尺度为3–6 cm，符合垂直对流的基本特征。

在A1站，近底层的垂直湍扩散系数 K_{nb} 也可由湍动能耗散率 ε_{nb} 与含能湍流的特征尺度 L_{tr} 计算获得。这里，我们取 $L_{tr} = \kappa\zeta$ ， $\zeta = 0.95$ mab，即 $L_{tr} = 0.38$ m。计算结果显示，除垂直对流发生的时段外， K_{nb} 的变化与图3.4(a)中所示 ε_{nb} 与 Re_{nb} 的时间变化非常一致，且其变化范围为 $(2-5) \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 。这比Lozovatsky and Fernando (2002)所报道的典型非潮驱陆架海黑海中的垂直湍扩散系数大一个量级。在垂直对流发生的时段，垂直湍扩散系数无法由上述参数化公式计算获得，因为它只适用于剪切湍流。

在A1站，近表层以下水体呈非常弱的层化，我们可以通过计算Thorpe尺度 L_T (Thorpe 1977)的方法来估计该层水体中的湍动能耗散率 ε 与垂直湍扩散系数 K_z 。这主要基于如下理论：Dillon (1982)指出 L_T 与Ozmidov尺度 $L_O = (\varepsilon/N^3)^{1/2}$ 呈简单的线性关系，即 $L_O = 0.8L_T$ ，而根据Osborn (1980)， $K_z = \Gamma(\varepsilon/N^2)$ ，其中 Γ 为混合效率，这里取为常数0.2。因此， $\varepsilon = 0.64L_T^2N^3$ ， $K_z = 0.128L_T^2N$ 。由实测垂直分辨率为0.05 m的CTD观测资料，首先求得Thorpe位移 d' ，而Thorpe尺度 $L_T = rms(d')$ 可以通过计算每1 m内Thorpe位移的标准方差得到，并同时利用重力调整后的位势密度剖面计算该1 m内平均的浮性频率平方 N^2 。为减小估计中的误差，我们将以上所得1 m间隔的各量在弱跃层以下水体（ $z \sim -37$ – -12 m）中进行垂直平均。同时，利用ADCP流速剖面资料，我们可以计算出上述深度范围内平均的水平流速垂直剪切平方 $\langle Sh^2 \rangle$ ，并进而计算出该层内块体Richardson数 $\langle Ri_b \rangle = \langle N^2 \rangle / \langle Sh^2 \rangle$ 。如图3.4(b)所示为 $\langle \varepsilon \rangle$ ， $\langle K_z \rangle$ 以及 $\langle Ri_b \rangle$ 的时间序列。虽然采样间隔（2 hr）很长，但平均湍动能耗散率 $\langle \varepsilon \rangle$ 与垂直湍扩散系数 $\langle K_z \rangle$ 仍表现出明显的潮变化。在一个周日的观测期间， $\langle \varepsilon \rangle$ 与 $\langle K_z \rangle$ 的变化范围分别为 10^{-8} – $10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$ 与 2×10^{-4} – $6 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 。当 $\langle \varepsilon \rangle$ 与 $\langle K_z \rangle$ 较大时（ $t = 8, 10$ 以及22 hr），块体Richardson数较小（ $\langle Ri_b \rangle \sim 0.1$ ），而当 $\langle \varepsilon \rangle$ 与 $\langle K_z \rangle$ 达最小值时， $\langle Ri_b \rangle \sim 0.1$ 。这表明，剪切不稳定是弱跃层以下水体中湍流的主要生成机制。我们在第二章中已经指出，A1站近底潮致强流速剪切以约 6 m hr^{-1} 的相速度向上传播，因此水体中部（ $z \sim -20$ m）的湍流生成要比底层湍流生成晚3 hr左右。对比图3.4(a)&(b)可以发现，水体

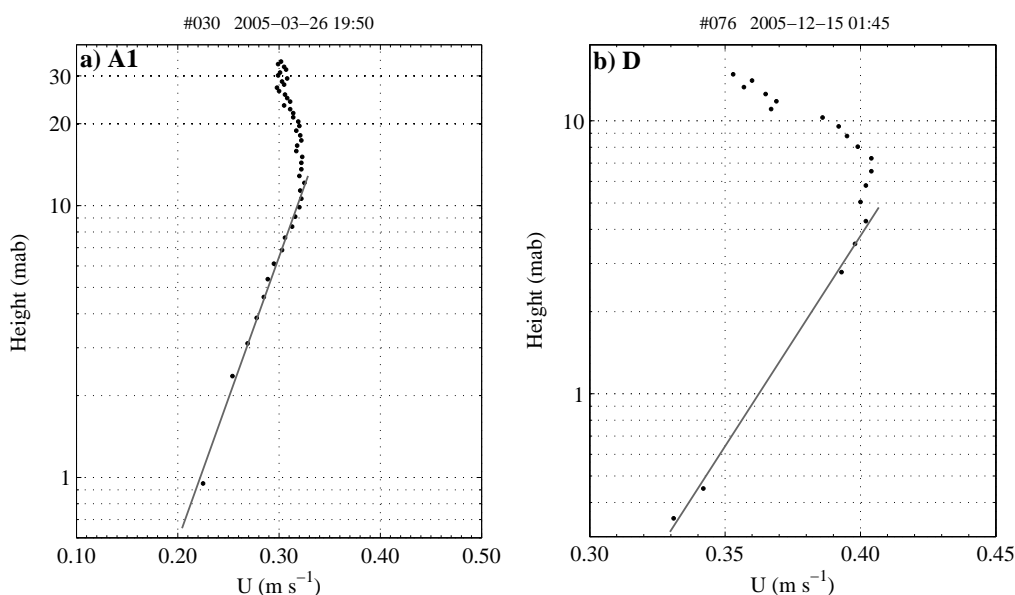


图 3.5: A1站(a)与D站(b)平均流速剖面示例. 黑点表示实测流速, 灰色实线表示由最小二乘拟合得到的对数分布. 两流速剖面中对数层的厚度分别为11 m与4-5 m.

中湍动能耗散率的确存在上述位相差 (受 $\langle \varepsilon \rangle$ 时间分辨率的限制, 图3.4中体现的并不太明显). 图3.4(a)中 Re_{nb} 与 ε_{nb} 在 $t = 7$ hr的极大值对应于图3.4(b)中 $t = 10$ hr时 $\langle \varepsilon \rangle$ 的极大值. 而 $t = 19$ hr时 Re_{nb} 与 ε_{nb} 的极大值对应 $t = 22$ hr时 $\langle \varepsilon \rangle$ 的极大值, $t = 13$ hr时 Re_{nb} 与 ε_{nb} 的极大值对应 $t = 16$ hr时 $\langle \varepsilon \rangle$ 的极大值. 但需要注意的是, $t = 2$ 与 15 hr时 ε_{nb} 的大值在图3.4(b)中找不到对应的时刻, 因为它们是由近底垂直对流造成的, 而非流速的垂直剪切.

3.3 海底摩擦速度

如第二章中所指出的, 在A1站和D站, 观测期间的大部分时间水平流速的垂直剖面在近底层呈显著的对数分布, 对数层的厚度分别为6-15 m与4-5 m (图3.5), 因此可以通过对数拟合实测ADCP流速剖面的方法来估计海底摩擦速度 u_* 与海底粗糙度 ζ_0 . 而利用ADV的三维高频流速资料可以通过直接计算雷诺应力分量 $-\overline{u'w'}$ 与 $-\overline{v'w'}$ 来估计 u_* (e.g., Kim et al. 2000; Souza and Howarth 2005). 由于通过对数拟合获得的海底摩擦速度的估计 $u_{*(\log)}$ 往往大于 (甚至显著大于) 由高频流速脉动直接计算的结果 $u_{*(cov)}$, 许多作者 (e.g., Friedrichs and Wright 1997; Foster et al. 2000; Lorke et al. 2002) 对通过对数拟合估计海底摩擦速度的合理性提出了质疑. Howarth and Souza (2005) 指出, 二者的差异可

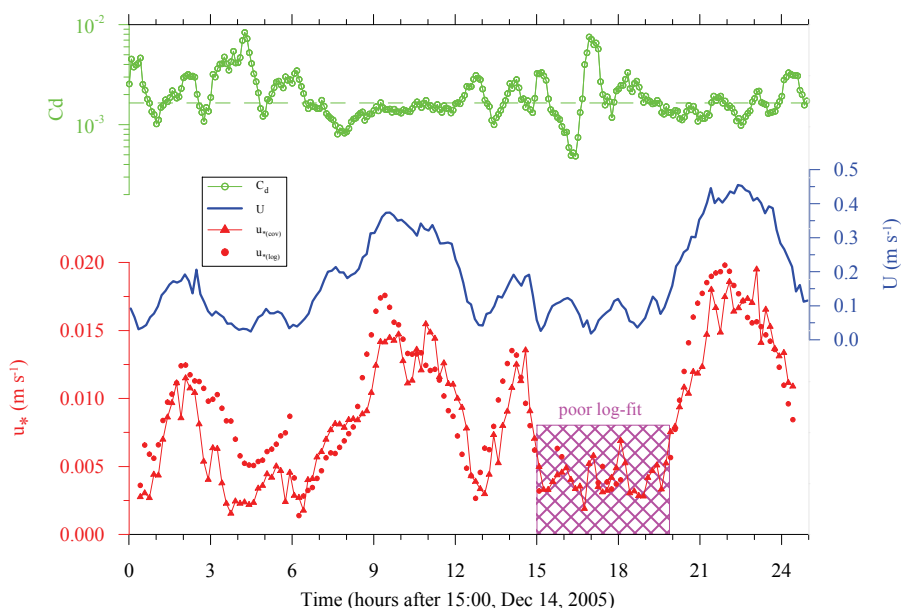


图 3.6: D站近底层 ($\zeta = 0.45$ mab) 平均流速 U , 由ADV及ADCP观测资料获得的海底摩擦速度 $u_{*(cov)}$ 与 $u_{*(log)}$, 以及海底拖曳系数 C_d 的时间序列. 其中 C_d 由 $u_{*(cov)}$ 计算获得, 图中的绿色虚线表示其中值 1.65×10^{-3} .

能是因为 $u_{*(log)}$ 表征了比ADV所能观测到的更大尺度的过程. 此外, 由局部地形造成的型阻也被认为是造成 $u_{*(log)}$ 大于 $u_{*(cov)}$ 的原因, 因为 $u_{*(log)}$ 表征了水体中实际的动量通量, 而 $u_{*(cov)}$ 只代表了单纯的海底表面摩擦力 (Smith and McLean 1977; Chriss and Caldwell 1982; Dewey and Crawford 1988; Li 1994; Lueck and Lu 1997; Sanford and Lien 1999). Lorke et al. (2002) 指出, 实际观测到的对数层可能是其它因素的结果, 而与近壁相似性理论无关, 也因此并不能代表近底层的动量通量. Friedrichs and Wright (1997) 与Perlin et al. (2005) 则指出, 在底边界层内, 即使很弱的层化也可能使得所估计出的 $u_{*(log)}$ 显著大于海底实际的摩擦速度. 总之, 对于 $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 间差异的根本原因, 至今还很不清楚, 需要更多的研究来揭示.

我们对A1站与D站海底摩擦速度 u_* 的计算表明, 在往复型与旋转型潮流中, $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 的关系显著不同. D站 $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 的时间序列如图3.6所示. 可以看出, 在一个周日观测期间的大部分时间, 特别是在流速较强、流向比较稳定的涨潮阶段 (参见图3.3(3)), 二者基本相当, 没有明显的差别. 在落潮阶段, 由于假潮的作用相对显著, 流速、流向都具有明显的高频变化, $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 的相关性相对较弱. 而且, 在 $t = 15-20$ hr期间总共30个流速剖面中有20个剖面不存在明显的对数层, 也因此无法求得 $u_{*(log)}$. 如图3.7为D站 $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 的散点图. 如果利用所有的 (125组) 散点进行回归分

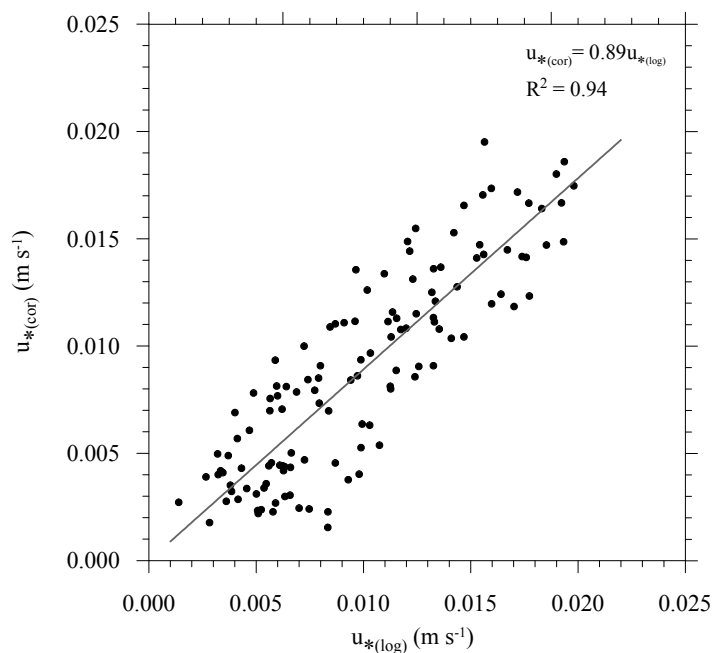


图 3.7: D站 $u_{*(cov)}$ 与 $u_{*(log)}$ 的散点图. 灰色实线表示由回归分析获得的两者间的正比例函数关系.

析, 可得二者的正比例函数关系为 $u_{*(cov)} = 0.89u_{*(log)}$, 确定系数 $R^2 = 0.94$. 如果只考虑涨潮期间的散点 ($t = 6.5-12.5$ hr 以及 $t = 20-24$), 那么二者的正比例函数关系为 $u_{*(cov)} = 0.93u_{*(log)}$, 确定系数 $R^2 = 0.97$. 因此, 虽然二者的差别很小, 但与大多数已有的研究中报道的一样, $u_{*(log)}$ 稍大于 $u_{*(cov)}$, 这可能揭示了不规则地形上湍流边界层动力学的特征. 然而, 需要注意的是, 对于高雷诺数的地球流体, von Karman 常数 κ 可能为 0.35 (Businger et al. 1971; Telford and Businger 1986), 如果考虑到这一点, 上述所求得 $u_{*(log)}$ 会有所减小, 从而 $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 间的差别也会减小. 因此, 考虑到 $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 估计中的各种误差以及 κ 的不确定性, D 站海底摩擦速度两种估计值间的细微差别 (10% 以内) 在统计上可能并不显著. 图 3.6 中同时给出了 D 站近底层 ($\zeta = 0.45$ m) 平均流速 U 与海底拖曳系数 $C_d = u_*^2/U^2$. 在一个周日的观测期间, C_d 的中值与标准方差分别为 1.65×10^{-3} 与 1.2×10^{-3} . 需要特别指出的是, 在流速较大、流速与流向都比较稳定的涨潮期间, C_d 的变化很小, 近似等于周日内的中值 1.65×10^{-3} . 在 D 站海底粗糙度 ζ_0 非常小, 其一个周日内的中值为 2.8×10^{-5} m, 因此表征了观测站位海底的物理粗糙度, 这也与观测站位为泥质底质是相符的 (Soulsby 1983).

在 A1 站, 平均流为规则的逆时针旋转潮流. 平均而言, $u_{*(log)}$ 约为 $u_{*(cov)}$ 的

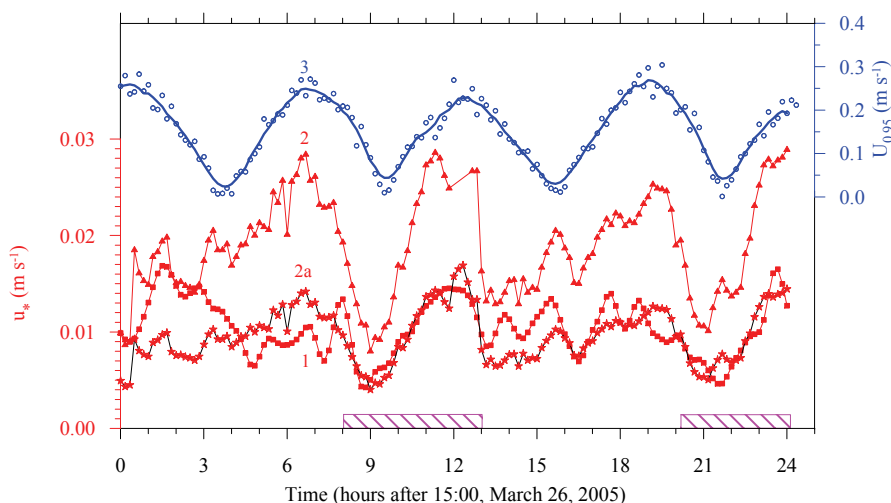


图 3.8: A1站近底层 ($\zeta = 0.95$ mab) 平均流速 $U(3)$ 以及由ADV及ADCP观测资料获得的海底摩擦速度 $u_{*(cov)}$ (1)与 $u_{*(log)}$ (2)的时间序列. 图中(2a)为 $0.5u_{*(log)}$ 的时间序列. 下端阴影部分指示了 $u_{*(cov)}$ 与 $u_{*(log)}$ 变化趋势非常一致的时段.

二倍 (图3.8). 特别是在 $t = 8-13$ hr与 $t = 20-24$ hr期间, 两者的时间变化趋势非常一致, $u_{*(log)}$ 几乎正好为 $u_{*(cov)}$ 的二倍. 对比图3.8与3.3(3)可知, 这对应于潮流由东南流向西北的上坡阶段.

根据Li (1994) 与Sanford and Lien (1999), $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 间的二倍关系对于沙波区比较普遍, 这是型阻的结果. 具体地讲, 实验室实验表明, Smith and McLean (1977) 的应力分割模式可以正确地预测表面摩擦力与总剪切应力 (即表面摩擦力与型阻的和) 的比. Li (1994) 给出了一个以“流纹参数” (flow ripple parameter) $u_{*(log)}/h_r$ 表示 $u_{*(cov)}/u_{*(log)}$ 的经验公式, 这里 h_r 为海底波纹的高度. 对于 $u_{*(log)}/h_r$ 的通常取值范围 $1-2 \text{ s}^{-1}$, $u_{*(cov)}/u_{*(log)}$ 的变化非常小, 为 $0.5-0.6$. 在A1站, $u_{*(log)} = 0.015-0.025 \text{ m s}^{-1}$ (图3.8), 所以 $u_{*(log)}/h_r \sim 1.5 \text{ s}^{-1}$. 这里取观测站位处 $h_r = 0.01-0.02 \text{ m}$. 因此, 如果 $u_{*(log)}$ 受型阻影响的话, $u_{*(cov)}/u_{*(log)}$ 应该接近 0.5 . 有意思的是, 当潮流沿陆坡方向时 ($t = 1-4$ hr与 $t = 13-16$ hr), $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 的差别非常小, 表明此时型阻并不显著. 当 $t = 2-3$ hr时, 潮流流向为东北方向, $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 几乎完全一致. 在下一个潮周期的同一时段 ($t = 15-16$ hr), 两者的差别也非常小, $u_{*(log)}$ 仅略大于 $u_{*(cov)}$. 两者间比例随时间的变化可能与海底不对称波纹的方向或海底地形的其它不规则性有关 (Testik et al. 2006).

基于美国俄勒冈陆架海旋转潮流中平均流速与湍流参数的直接观测, Perlin et al. (2005) 揭示了层化对 $u_{*(log)}$ 与 $u_{*(cov)}$ 间关系的影响. 在他们的观测站位,

对数层厚度约为5–20 m, $u_{*(\log)}$ 比近底3 m以内实测摩擦速度 u_* 大两倍多. 通过考虑对数层上界处的层结状况, 他们提出了一个改进的对数剖面公式, 并进而由此获得摩擦速度的估计. 由改进后的公式所估计出的 u_* 仅为由原始对数剖面公式估计值的0.4倍. 因此, 在A1站, 型阻与弱的层结 ($N = (2-2.4) \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$) 可能是 $u_{*(\log)}$ 比海底表面摩擦速度大一倍的主要原因.

3.4 湍动能耗散率与摩擦速度的关系

近壁平稳平行剪切流体中湍动能耗散率可由下式描述

$$\varepsilon = c_0 \frac{u_*^3}{\kappa \zeta}, \quad (3.6)$$

其中, c_0 为一无量纲常数, 一般取为1, von Karman常数 $\kappa = 0.40$. 为检验上式是否适用于往复型与旋转型潮流, 我们利用D站与A1站的ADV观测资料来分析近底层湍动能耗散率 ε 与海底摩擦速度 u_* 的关系. 正如上一节中所指出的, 在D站 $u_{*(\log)}$ 与 $u_{*(\text{cov})}$ 非常一致, 因此选取哪个摩擦速度进行比较不会有太大的差别. 而在A1站, $u_{*(\log)}$ 与 $u_{*(\text{cov})}$ 在大部分时间内显著不同, 因此式3.6的适用性可能很有问题. 然而, 考虑到ADV流速的标准方差正比于海底表面摩擦 $u_{*(\text{cov})}$ 且含能湍涡的特征尺度正比于离底高度 ζ , 式3.6可能适用于 $u_{*(\text{cov})}$. 在D站, $\zeta = 0.45 \text{ mab}$, 因此式3.6可以写为 $\varepsilon = 5.6c_0u_*^3$; 而在A1站, $\zeta = 0.95 \text{ mab}$, 式3.6即为 $\varepsilon = 2.6c_0u_*^3$. 如图3.9所示为D站与A1站 ε 与 $u_{*(\text{cov})}$ 的散点图. 对于D站, 观测期间 ε 的变化跨越四个量级, 且与 u_*^3 存在明显的线性关系. 如果利用图3.9(a)中所有的散点 (红色圆点) 进行回归分析, 可以得出 $c_0 = 1.3$ (红线), 这与通常所认为的1相差不大, 且95%置信区间可以包括几乎所有的散点. 如果将原始 ε 与 u_* 进行30 min平均 (蓝色圆点), 那么回归分析可得 $c_0 = 1.0$ (蓝线). 因此, D站的结果表明, 经典的壁湍流理论适用于非层化的往复型潮流.

如图3.9(b)所示, A1站 ε 与 u_* 的散点图明显分为两个区域. 由灰色椭圆圈住的黑色五角星 (31个) 对应潮流由东流向西的时段 (上文已指出, 此时近底层可能发生显著的垂直对流), 而黑色圆点 (133个) 则表示通常的流速剪切生成湍流. 对后者进行回归分析可得 $c_0 = 1.5$, 大于经典贴壁理论所对应的1. 可以看出, ε 的变化范围跨越两个量级, 且相对于回归直线的分布不规则. 考虑到估计中的各种误差, 无法判断是因为潮流的旋转可以在海底摩擦力一定的情况下产生更多的湍动能还是所求 c_0 大于1只是统计不确定性的结果. 在垂直对流发生的时段, 湍动能耗散率 ε 非常高 ($> 2 \times 10^{-5} \text{ W kg}^{-1}$), 摩擦速度 $u_* \sim 0.01 \text{ m}$

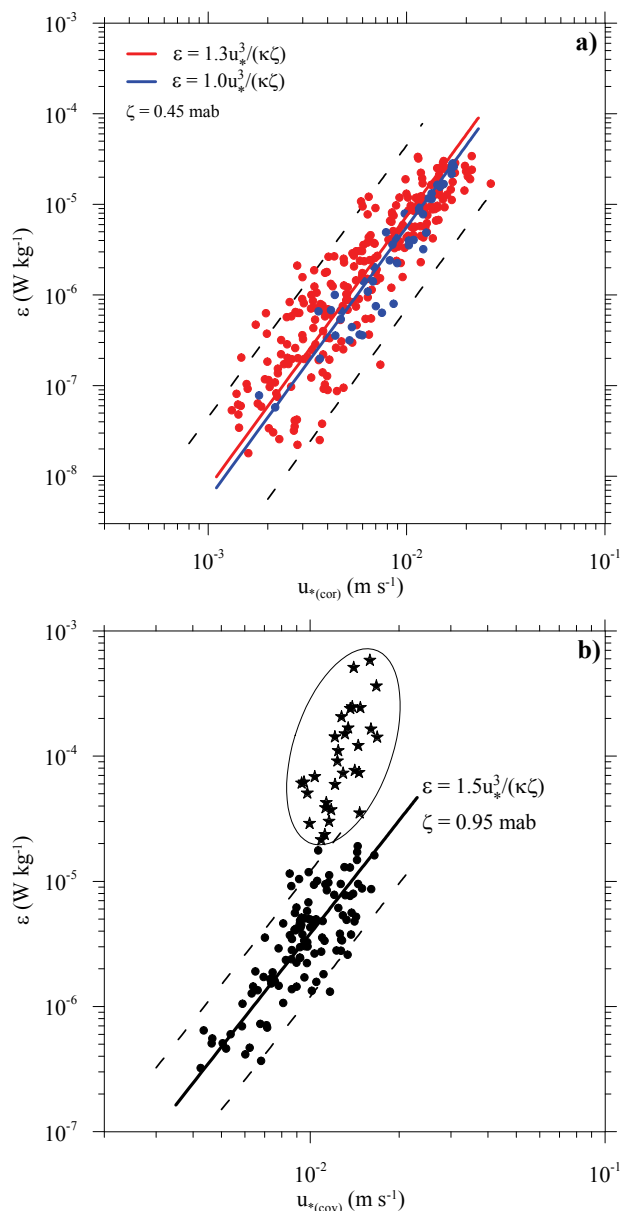


图 3.9: D站(a)与A1站(b)湍动能耗散率 ε 与海底摩擦速度 $u_{*(cov)}$ 的散点图.

s^{-1} , 且 ε 几乎不依赖于 u_* . 虽然 u_* 的相对变化仅为2, ε 的变化却达两个量级. 这表明, 陆坡上水体热盐结构的水平不均匀性可能显著影响近底层的湍流混合特征.

利用ADV测得的高频流速资料, 我们还可以研究湍动能耗散率 ε 与湍动能 e_{tr} 的关系. 在湍封闭模型中, 下式经常被用来参数化湍动能耗散率

$$\varepsilon = c_\varepsilon \frac{e_{tr}^{3/2}}{L_{tr}}. \quad (3.7)$$

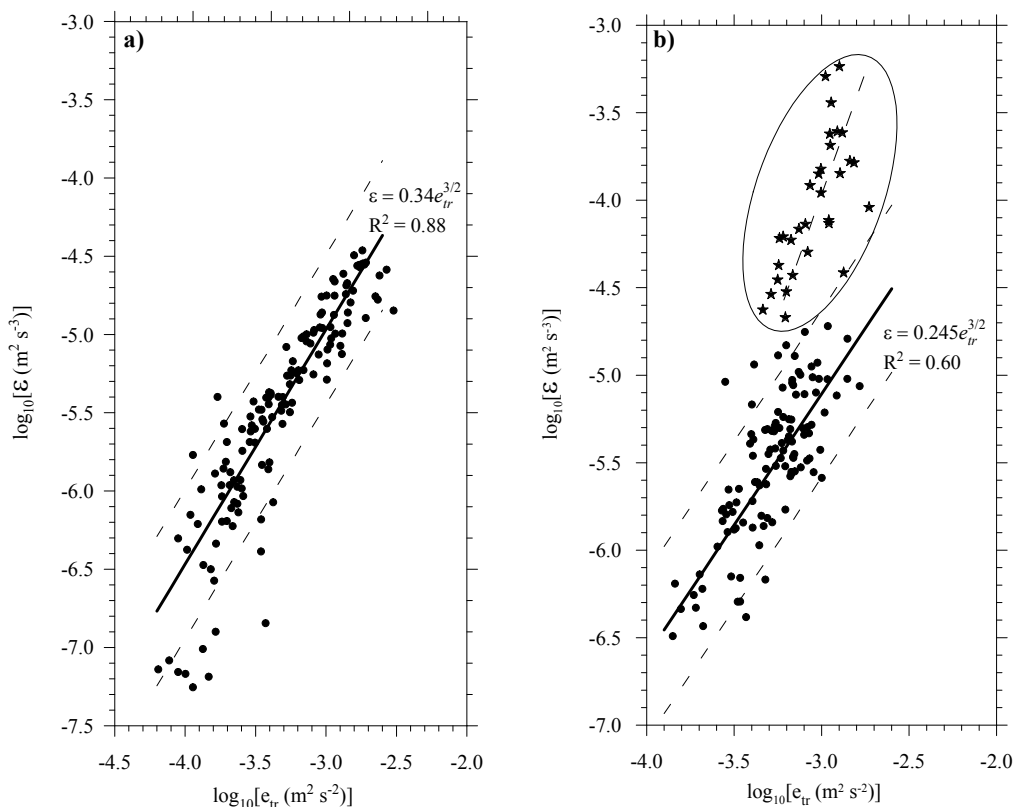


图 3.10: D站(a)与A1站(b)湍动能耗散率 ε 与湍动能 e_{tr} 的散点图.

其中, 含能湍涡的特征尺度 $L_{tr} = \kappa\zeta$. 在D站, $L_{tr} = 0.18$ m; 在A1站, $L_{tr} = 0.38$ m. 一般来讲, c_ε 的取值范围为0.06–0.12, 且通常取为0.08 (e.g., Mellor and Yamada 1982; Lozovatsky et al. 2006). 如图3.10所示为D站与A1站 ε 与 e_{tr} 的散点图. 可以看出, 在两站位, 实测数据都非常符合式3.7的形式, 即 $\varepsilon \sim e_{tr}^{3/2}$. 回归分析可得, 在D站, $c_\varepsilon = 0.06$, 且确定系数 $R^2 = 0.88$, 而在A1站, 对于剪切湍流 (即近底层发生垂直对流以外的时段), $c_\varepsilon = 0.09$, 确定系数 $R^2 = 0.60$. 因此, 两站位所求得 c_ε 均在通常所认为的范围内. 而相对于往复型潮流, 旋转、弱层化潮流所需的 c_ε 要大50%. 在A1站, 由于水体呈弱层化, 除湍流耗散外, 湍动能还要为水体的垂直混合提供能量, 如果取混合效率 $\Gamma = 0.2$, 那么这大约需要 c_ε 增大25%. 此外, 旋转潮流中湍流的各向异性也可能比往复型潮流中更为显著. 在这种情况下, 由垂直流速脉动频率谱 $\phi_w(f)$ 依据各向同性公式计算所得的 ε 可能有所低估, 因此使得 c_ε 更大. 旋转潮流与往复型潮流中湍流剪切生成的效率以及湍流各向同性程度的差异亟待深入的理论与实验研究.

3.5 本章小结

利用在黄海两对比性站位D与A1处获得的水体平均流速剖面与近底层三维高频流速的观测资料, 本章研究了弱层化强潮驱陆架海中潮混合的特征. 具体地讲, 我们估计并分析了近底层湍动能耗散率 ε_{nb} 、海底摩擦速度 u_* 以及近底层垂直湍扩散系数 K_{nb} 的特征及其潮内变化. 除揭示潮混合的基本特征外, 通过对旋转与往复型潮流中潮混合特征的对比性研究, 本章重点探讨了潮流旋转对潮混合特征的影响.

基于ADV三维高频流速资料, 本章利用惯性耗散法估计了两站位处近底层的湍动能耗散率 ε_{nb} . 在一个周日的观测期间, ε_{nb} 的时间变化基本上与平均流速大小(或者湍流雷诺数 Re_{nb})的变化一致. 在D站, 近底层($\zeta = 0.45$ mab)湍动能耗散率 ε_{nb} 的最大值约为 $5 \times 10^{-5} \text{ W kg}^{-1}$, 出现于涨潮流速最大时, 而当平均流速在落潮阶段达到最小值时, $\varepsilon_{nb} < 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$. 近底垂直湍扩散系数 K_{nb} 的变化范围为 $3 \times (10^{-4} - 10^{-3}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 这比非潮驱陆架海中的湍流扩散系数大一个量级. 在A1站, 近底层($\zeta = 0.95$ mab)湍动能耗散率 ε_{nb} 与湍流雷诺数 Re_{nb} 的变化并不总是一致, 而与潮流的方向有关. 在潮流流向由上坡转向下坡过程中, 近底湍流耗散显著增强. 分析结果显示, 这可能是潮流的对流作用将测站东部的暖水携带至测站的结果, 因为近底暖水的存在可导致近底层水体的垂直对流, 从而造成近底层湍流耗散显著大于单纯的剪切生成. 在同一时段, 垂流流速频率谱 $\phi_w(f)$ 中在频率 $f = 2-4 \text{ Hz}$ (对应的空间尺度为3-6 cm)处的显著谱峰支持上述推论.

利用平均流对数剖面法($u_{*(\log)}$)与湍流脉动相关法($u_{*(\text{cov})}$)分别获得了海底摩擦速度 u_* 的估计. 在近岸的往复型潮流中(D站), $u_{*(\log)}$ 与 $u_{*(\text{cov})}$ 基本相当, 两者的相关性很高, 特别是在流速较大、流速与流向都比较稳定的涨潮阶段. 此时, 海底拖曳系数 C_d 近似为常数 1.65×10^{-3} . 而在陆架区的旋转潮流中(A1站), $u_{*(\log)}$ 约为 $u_{*(\text{cov})}$ 的二倍, 这可能是由于型阻与水体弱层结的影响. 分析显示, 由湍流脉动相关法所计算出的海底摩擦速度 $u_{*(\text{cov})}$ 是近底常通量层动量通量的客观表征, 而 $u_{*(\log)}$ 则受型阻等众多因素的影响.

对 ε_{nb} 与 $u_{*(\text{cov})}$ 间依赖关系的分析表明, 在往复型潮流(D站)中二者符合经典的贴壁理论, 即 $\varepsilon_{nb} = c_0 u_*^3 / \kappa \zeta$ 且 $c_0 = 1$, 而在旋转潮流中(A1站), 虽然除近底层垂直对流发生的时段外二者也基本满足 $\varepsilon_{nb} = c_0 u_*^3 / \kappa \zeta$, 但 $c_0 = 1.5$. 考虑到 ε_{nb} 与 u_* 估计中的各种误差以及二者点聚图的发散程度, 上述 c_0 估计值与经典贴壁理论的差别可能统计上并不显著, 但这个结果可能表明潮流的旋转会使得

近底湍流特征发生显著的改变. 此外, 底边界层中水体的弱层结以及近底湍流各向异性也可能是旋转潮流中 c_0 较大的原因. 在A1站, 当潮流将观测站位东部的近底层暖水携带到观测站位时, 由于近底层垂直对流的发生, 近底湍流耗散显著增强, ε_{nb} 与 $u_{*(cov)}$ 间的关系显著偏离贴壁理论.

利用湍动能 e_{tr} 及其耗散率 ε 的估计, 本章检验了海洋湍流封闭模型中经常采用的由 e_{tr} 表征 ε 的参数化公式, 即 $\varepsilon = c_\varepsilon e_{tr}^{3/2} / L_{tr}$. 分析结果显示, 在往复型潮流中 $c_\varepsilon = 0.06$, 而在旋转潮流中 $c_\varepsilon = 0.09$, 均在通常所认为的范围内. 底边界层中水体的弱层结以及旋转潮流中湍流各向异性的增强可能是二者差异的原因.

第四章 强潮驱陆架海中的内波、湍流与混合

4.1 引言

近三十年来, 湍流微尺度剖面观测已经成为估计海洋中湍动能耗散率 ϵ 的主要手段. 虽然在东海 (周磊等 2005; Matsuno et al. 2006; Lee et al. 2006)、强潮驱的欧洲陆架海 (e.g., Simpson et al. 1996; Rippeth et al. 2001; Howarth et al. 2002; Rippeth et al. 2003) 以及其它一些陆架海中 (e.g., Dickey and Williams III 2001) 已经进行了许多 ϵ 的直接观测, 但在黄海, 至今尚未有对 ϵ 直接剖面观测的报道. 作为一典型的强潮驱陆架海, 其中央海盆区水体层化在春夏季节所呈现的三层结构使得黄海成为研究强潮驱陆架海中内波、湍流与混合的典型海域. 因此, 对于黄海层化季节湍流混合的直接观测, 不仅可以获得黄海特定环境下湍流混合的特征, 而且可以用来研究强潮驱陆架海中湍流混合的机制, 特别是跃层中间歇性强湍流混合的主要产生机制.

虽然目前人们对非层化水体中湍流混合的机制有了较好的认识, 现有的湍封闭模型也可以较好地模拟非层化陆架海中的湍流混合过程, 但人们对于层化水体中湍流混合机制的认识还非常有限. 在层化的强潮驱陆架海中, 潮流通过底摩擦造成的强湍流耗散是底边界层中湍流的主要来源, 而在层化的水体内部, 由内波导致的水体的剪切不稳定可以产生间歇性的强湍流. 已有的研究表明, 内潮和近惯性内波可能是强潮驱陆架海内部湍流生成的主要能量来源. 在远离陆坡和粗糙地形的内陆架海, 高频内波的变性可能是水体内部湍流混合的主要产生机制.

在本章中, 我们利用层化季节在黄海两对比性站位 ϵ 的直接剖面观测对强层化强潮驱陆架海中的内波与湍流混合特征进行研究. 本章随后各节安排如下: §4.2为观测与数据处理; §4.3为观测结果与讨论; §4.4为本章小结.

4.2 观测与数据处理

本章所利用数据为2006年9月19–26日利用“北斗”号海洋科学调查船在黄海一个断面AB上获得的观测资料 (图4.1). 在断面上各站位, 水体的温度与盐度 (电导率) 剖面由一台Sea-Bird SBE-25 CTD观测获得. 在两个周日连续站S1 (35.01°N, 123.00°E, 平均水深73 m, 观测时间为2006年9月20–21日) 和S2 (35.00°N, 121.50°E, 平均水深38 m, 观测时间为2006年9月25–26日),

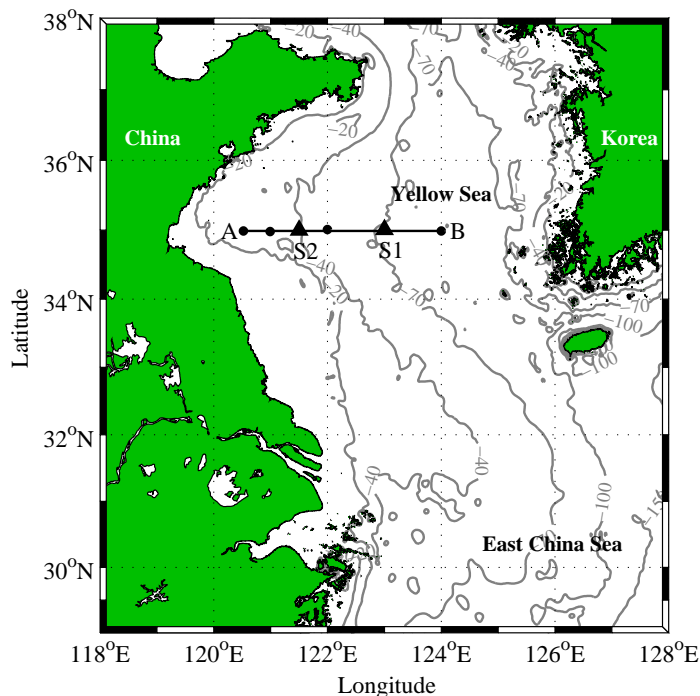


图 4.1: 南黄海及其附近海域的地形图. S1和S2为进行MSS-60剖面观测的两连续站, 以实心三角表示. 图中黑点所示位置为四个大面站. 在S2站同时进行了流速的剖面观测. 图中等深线的单位为m.

水体的温度、盐度及湍动能耗率 ε 剖面由一台自由下降湍流微尺度剖面仪MSS-60获得. 每小时进行一组MSS-60剖面观测, 为提高观测的统计代表性每次连续采样3次, 每两次采样的时间间隔为2–3 min. 由德国Sea & Sun公司生产的MSS-60湍流微尺度剖面仪是用来测量水体微尺度层结与剪切的多参数剖面仪, 其上除装配有两个微尺度剪切探头外, 还有一个快速温度探头、标准的温度、电导率与压力探头以及一个水平加速度探头. 所有探头的名义采样频率均为1024 Hz. 由于MSS-60观测时的自由下降速度约为 0.65 cm s^{-1} , 因此可以获得垂直分辨率达6 mm的微尺度流速剪切的观测.

在周日连续站S2, 由一台坐底RDI 600 kHz ADCP进行水体流速剖面的观测. 采样方式为连续采样, 原始采频率为2 Hz, 层厚为0.75 m, 测量结果以beam坐标系下的流速分量记录, 且记录前进行2 s (即4个ping) 平均. 观测中只获得了水体近底约20 m以内的流速观测, 流速的名义深度为 $z = 2.4\text{--}20.4 \text{ m}$. 观测期间的气象资料由一台CR1000型自动气象站获得.

MSS-60观测资料的数据处理采用Stips and Prandke (2000), Stips (2005)以及Roget et al. (2006) 的方法. 首先, 通过逐步迭代的方法剔除所有观测信号

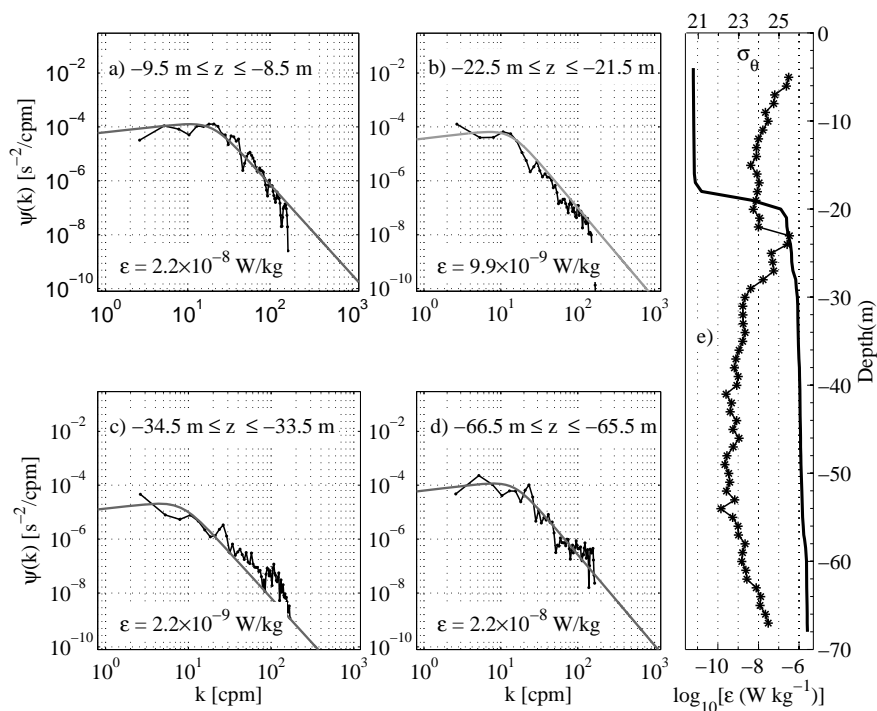


图 4.2: 在S1站获得的实测剪切谱的例子: (a) 上混合层; (b) 跃层内; (c) 跃层以下; (d) 底边界层内. 图中标出了所求得的湍动能耗散率 ε 的值以及对应的Nasmyth普适谱. (e)中给出了对应的 ε 与位势密度 σ_θ 的垂直剖面.

中的大振幅奇异值. 其次, 利用一个二阶Butterworth带通滤波器滤除剪切信号中的低频脉动与高频噪音, 带通滤波器的截断频率为1和100 Hz, 对应的截断波数 k 分别为1.5和308 cpm (circle per meter). 利用微尺度剪切信号, 湍动能耗散率可由各向同性湍流的计算公式获得,

$$\varepsilon = 7.5\nu \overline{(\partial u' / \partial z)^2} \quad (4.1)$$

其中, ν 为海水的分子粘性系数, 是温度、盐度及压力的函数, 但主要受温度的影响, 随盐度和压力的变化很小, 可由海洋界普遍采用的Matlab Seawater工具箱计算 (<ftp://ftp.marine.csiro.au/pub/morgan/seawater>). 公式4.1中的流速脉动的剪切的方差由每1-m间隔内微尺度剪切的波数谱积分求得. 积分下限为2 cpm, 上限为Komogorov波数 $k_K = (\varepsilon/\nu^3)^{1/4}/2\pi$. 因为 k_K 是湍动能耗散率 ε 的函数, 所以上述积分, 也即 ε , 需要逐步迭代来求得. 如图4.2所示为实测流速剪切谱的例子. 可以看出, 实测流速剪切谱与Nasmyth谱 (Nasmyth, 1970) 符合很好. Nasmyth谱因为很好地表征了小尺度湍流在惯性-粘性区内剪切谱的形式, 在实际研究中经常被看作小尺度湍流的普适谱 (e.g., Thorpe 2005). 此

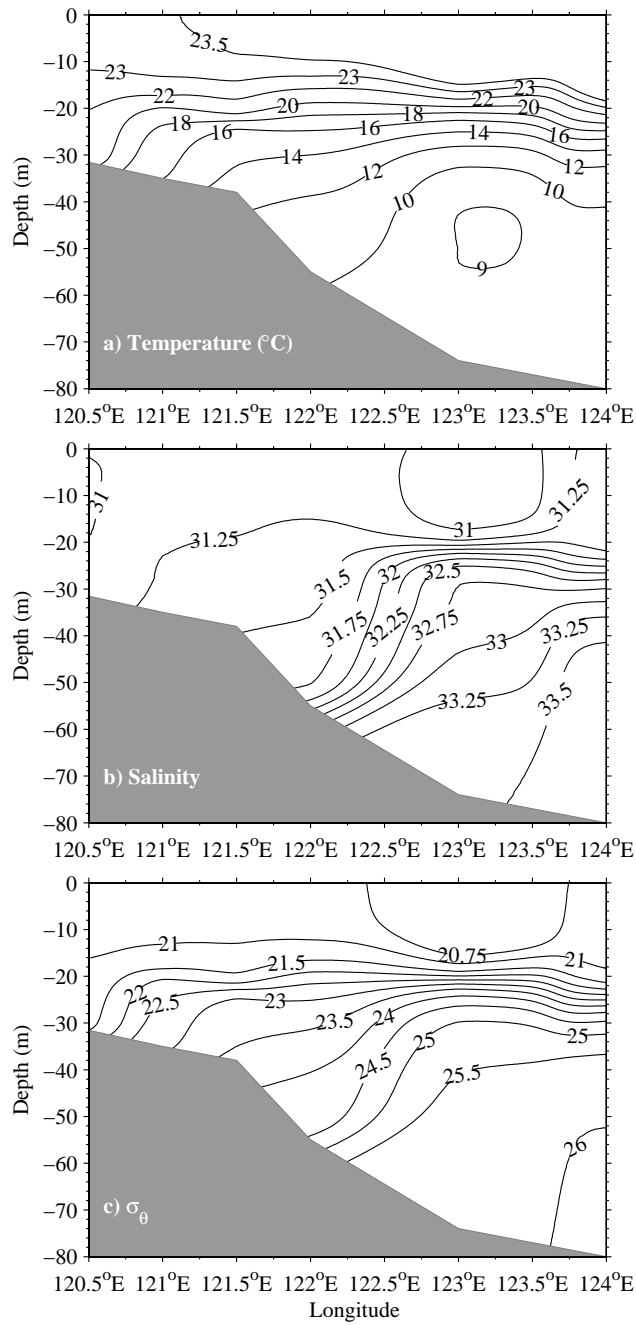


图 4.3: 温度、盐度及位势密度沿断面AB的等值线分布: (a) 温度; (b) 盐度; (c) 位势密度. 断面AB的位置见图4.1.

外, Panchev–Kesich谱也被证明可以很好地表征小尺度湍流的剪切谱 (Roget et al. 2006) .

水体中垂直湍扩散系数可由Osborn (1980) 提出的如下公式求得,

$$K_N = \Gamma \frac{\varepsilon}{N^2} \quad (4.2)$$

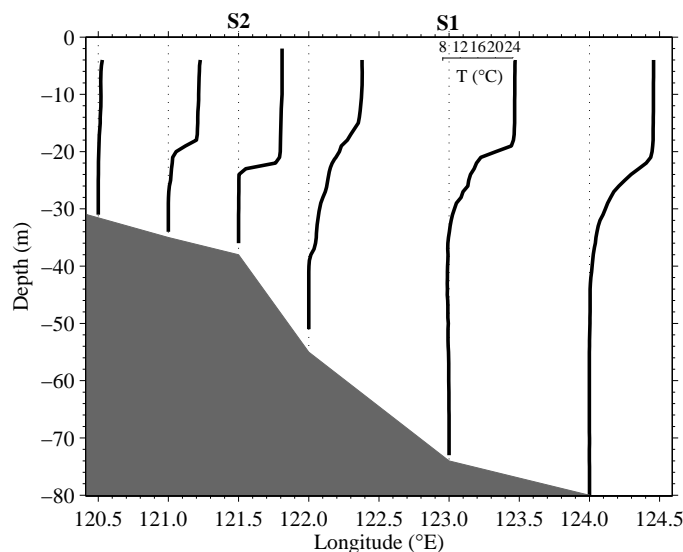


图 4.4: AB断面上各站温度剖面. 所有站位的温度都取S1站位处所示的温度尺度, 虚线指示了站位的位置.

其中, 浮性频率的平方 N^2 可由计算 ϵ 同样深度范围内1-m间隔的位势密度剖面求得. 由于实测位势密度剖面中包含了湍流垂直翻转造成的等位势密度面的扰动, 计算 N^2 前需要将实测的位势密度剖面进行重力调整, 即平均位势密度剖面应为重力稳定的. 虽然已有的研究表明混合效率 Γ 可能是梯度Richardson数的函数 (e.g., Lozovatsky et al. 2006), 但考虑到具体的依赖关系还远没有搞清楚, 我们在本中仍取其传统的常数值0.2.

4.3 结果与讨论

4.3.1 热盐结构

如图4.3所示为温度 T 、盐度 S 以及位势密度 σ_θ 沿断面AB (图4.1) 的等值线图. 这个断面包括两个连续站S1和S2及四个大面站. 可以看出, 黄海层化的三层结构非常明显. 近表20 m以内为充分混合的暖水 ($T = 22\text{--}23^\circ\text{C}$). 跃层深度为 $z = -20 \text{--} -32 \text{ m}$, 跃层内温度由 23.5°C 减为 10°C 左右. 跃层以下为黄海冷水团, 其低温中心位于 123.2°E , 最低温度在 9°C 以下 (图4.3(a)).

在断面的最东端, 即黄海冷水团区域的中心位置, 由海表至海底盐度逐渐增大, 表层盐度为31.1, 底层盐度为33.7 (图4.3(b)). 在上层, 存在一中心位于 123.2°E 的低盐水团. 在断面的最西端, 近岸低盐水的盐度在31以下. 在断面AB上, 盐跃层的深度与温跃层基本上一致, 盐跃层内盐度由31.25增为32.5,

盐跃层以下盐度随深度增加而缓慢增加，至底层达33.7.

如图4.3(c)所示，位势密度等值线的弯折表明在断面的西侧存在一支沿陆坡的准地转流. 事实上，由S2站位一个周日的ADCP流速资料可以求得周日平均的余流为： $\langle u_{res} \rangle = -0.3 \text{ cm s}^{-1}$ ， $\langle v_{res} \rangle = -4.6 \text{ cm s}^{-1}$ ，表明确实存在一支沿陆架向南的沿岸流，此即黄海沿岸流. 在夏季，黄海沿岸流是南黄海西部环流的主要分支.

值得注意的是，受图像纵横比的限制，图4.3中所示的等值线并没有正确显示出层化季节黄海只有几m厚的强跃层. 这是因为，海洋热盐结构的纵横比（即垂直尺度与水平尺度的比）一般大于 10^{-3} （Fedorov 1978），因此，利用这种站点间相隔几十km的剖面资料进行绘图，只能反映出水体的平均热盐结构，并不能刻画出水体层化的细结构. 为了更好地显示跃层深度与厚度在断面AB上的变化，我们在图4.4中画出了断面AB上各站位的温度剖面，其中阴影部分表示海底. 可以看出，在局地陆坡区（S2站）跃层明显变薄. 这是因为局地陆坡区剧烈变化的地形造成了水体湍流混合的增强，底边界层厚度加深，因此可以将近底15 m以内的水体垂直混合均匀. 还可以看到，跃层由陆坡区（S2站）东侧到近岸（断面最西侧）经历了先变薄又变厚的转变，这可以由陆坡区因内潮与底地形相互作用而产生的非线性内波的传播来解释. Navrotsky et al. (2004)指出，由内潮与底地形相互作用所产生的非线性内波可以在相对较厚的跃层内造成强的湍流混合，因此可以将跃层分裂成两个很薄的温（密）度界面. 如果这个过程真的在断面AB的陆坡区发生，那么陆坡区薄而强的跃层可以解释为如下过程的结果：上层混合将上面的薄温（密）度界面打破，使其成为上混合层的一部分，而下面的温（密）度界面则表现为观测得到的位于 $z = -20 - -22 \text{ m}$ 的薄而强的温（密）度跃层.

如图4.5所示为S1和S2站周日平均的位势密度 σ_θ 与浮性频率平方 N^2 剖面. 在S1站，近表16 m水体呈现弱层结， $N^2 = (4-8) \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$. 其下为很薄的强跃层，深度为 $z = -17 - -22 \text{ m}$ ，跃层核心（定义为浮性频率最大值所在深度）位于 $z = -19 \text{ m}$ 处，浮性频率平方的最大值 $N_{max}^2 = 2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-2}$. 跃层底部至 $z = -50 \text{ m}$ 的水体呈弱层化， N^2 近似为常数 $9 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$. 在 $z = -50 - -58 \text{ m}$ 深度范围内存在一次跃层，其核心位于 $z = -54 \text{ m}$ 处，对应的最大浮性频率平方 $N_{max}^2 = 3.6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$. 在次跃层内温度和盐度都随深度增加而逐渐增加，因此可能发生双扩散. 由周日平均的温度与盐度剖面计算可得，次跃层内盐度的垂直梯度 S_z 与温度的垂直梯度 T_z 分别为 0.035 m^{-1} 和 $0.036 \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$ ，且盐度压缩系数与温度膨胀系数的比值 $\beta/\alpha = 4.95 \text{ }^\circ\text{C}$ ，因此密度比 $R_\rho = \beta S_z / \alpha T_z = 4.8$ ，水体可

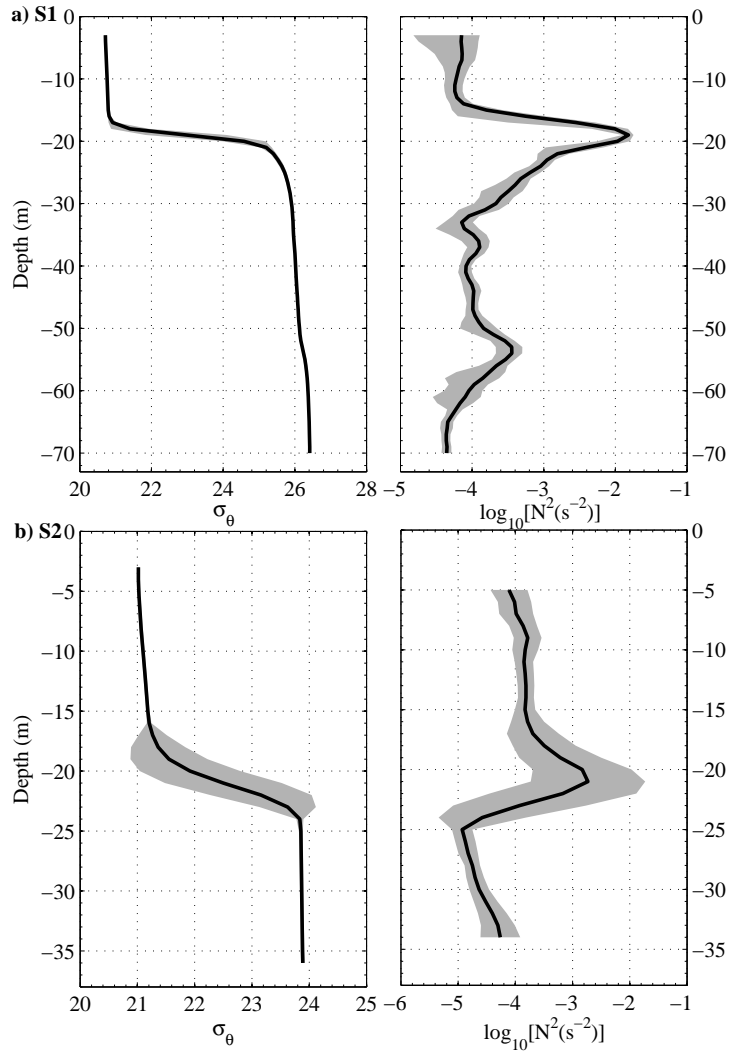


图 4.5: 周日平均的位势密度 σ_θ 与浮性频率平方 N^2 剖面: (a) S1站; (b) S2站. 阴影部分表示各量在周日内的变化范围 (即平均值 \pm 标准方差).

能发生双扩散对流 (Kelley et al. 2003). 该双扩散对流次跃层的存在表明, 在9月份黄海暖流已经显著影响到黄海冷水团区域的水文特征. 次跃层以下为潮流底边界层, 水体随正压潮流位相的不同而呈现弱层化 ($N^2 = 4 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$) 或充分混合状态.

在位于局地陆坡处的S2站, 水体上混合层的深度 (17 m) 略大于潮流底边界层的厚度 (14 m), 且上混合层中平均的浮性频率平方 ($\overline{N_s^2} = (1-2) \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$) 显著大于底边界层中浮性频率的平方 ($\overline{N_b^2} = (3-5) \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$). 上混合层与底边界层之间为非常薄的强跃层 (在瞬时密度剖面中, 跃层厚度通常只有2-3m). 如图4.5b所示, 由于内波造成的等密面的显著起伏, 跃层深度在周日内的变化非常显著. 跃层核心处 ($z = -21 \text{ m}$) 浮性频率平方的平均值 $\overline{N_p^2} =$

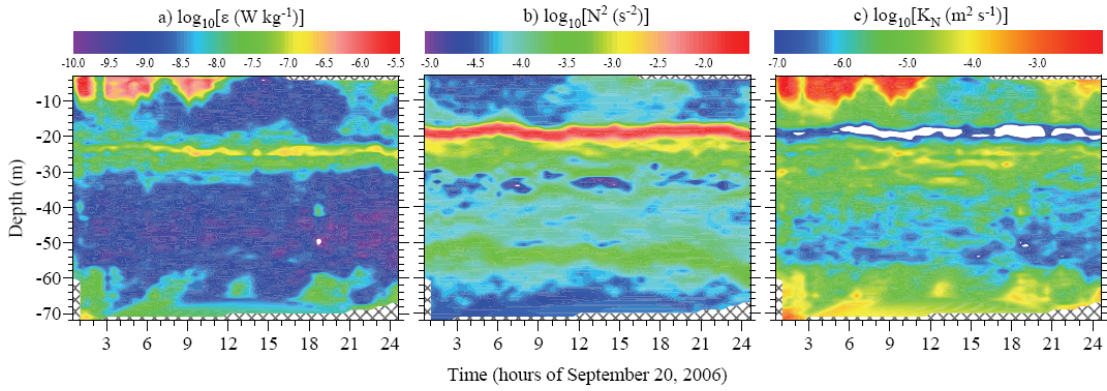


图 4.6: S1站各量的深度-时间变化图: (a) 湍动能耗散率 ϵ ; (b) 浮性频率平方 N^2 ; (c) 垂直湍扩散系数 K_N .

$1.5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-2}$, 其最大值可达 $1.2 \times 10^{-2} \text{ s}^{-2}$.

对比两周日站位可以发现, 在位于黄海海盆中央的S1站, 跃层内某一深度处浮性频率在周日内的变化非常小, 表明内波活动非常微弱; 而在位于局地陆坡区的S2站, 跃层内某一固定深度处的浮性频率在周日内存在着显著的变化, 表明内波活动非常活跃. 我们将在下节中详细讨论周日内水体层结的变化以及其对黄海湍流混合的影响.

4.3.2 ϵ 、 K_N 及Ri的深度-时间变化

正如本文引言中所指出的, 除了间歇发生的大风造成的风生流, 潮流是黄海最重要的动力要素, 且 M_2 分潮在黄海的绝大多数区域都明显占优. 作为一典型的强潮驱陆架海, 黄海被认为是全球潮能耗散的主要海区之一 (e.g., Egbert and Ray 2000). 在层化季节, 强层化、强潮流以及间歇性的大风为内波的生成创造了有利条件. 分别利用现场观测资料、SAR影像资料以及SPOT卫星资料, Lee et al. (2006)、Hsu et al. (2000) 与Alpers et al. (2005) 揭示了黄海内波的存在. 在黄海, 潮流在底边界层造成的强能量耗散、海表风强迫以及内波的破碎与变性是水体湍流混合的能量来源.

a. **中央海盆区: S1站** 如图4.6所示为S1站湍动能耗散率 ϵ , 浮性频率平方 N^2 以及垂直湍扩散系数 K_N 的深度-时间变化图. 可以看出, ϵ 的大值主要分布在三个区域: 近表层、近底层以及跃层底部 (图4.6(a)). 在 $t = 0-9 \text{ hr}$ 期间, 即自9月20日午夜至上午9时, 近表10 m内的强湍流耗散 ($\log_{10}\epsilon > -6.5$) 是海表风强迫 (风速 $W_a = 4.4 \text{ m s}^{-1}$, 海表摩擦速度 $u_{*s} = 0.5 \text{ cm s}^{-1}$) 与夜间垂直对流

(浮力通量 $J_b = 9.8 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$) 共同作用的结果. 而在 $t = 12\text{--}20 \text{ hr}$ 期间, 由于海表加热及风力的减弱 ($W_a = 4.4 \text{ m s}^{-1}$), 上混合层内的湍流耗散显著减弱 ($\log_{10}\varepsilon < -9$), 湍动能耗散率减小为陆架海中湍动能耗散率的背景值. 自 $t = 21 \text{ hr}$ 开始, 随着气温的降低, 海表垂直对流又使得上层水体中湍流耗散迅速增强, $\varepsilon \sim 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$. 近表层中 N^2 的深度-时间变化与 ε 的变化类似, 且 N^2 的低值 ($t = 0\text{--}10 \text{ hr}$ 及 $t > 21 \text{ hr}$) 对应于 ε 的高值, N^2 的高值 ($t = 12\text{--}20 \text{ hr}$) 对应于 ε 的低值 (比较图4.6(a)(b)). 由于整个观测期间近表层水体一直处于弱层化状态, $N_{min}^2 \sim 10^{-5} \text{ s}^{-2}$, 因此利用公式4.2计算垂直湍扩散系数 K_N 对于整层水体来讲都是合适的. 如图4.6(c)所示, 近表层水体中 K_N 在夜间可达 $10^{-3}\text{--}10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 但在中午, 由于水体再层结 (restratification)、海表加热以及风力的显著减弱, K_N 降为 $10^{-6}\text{--}10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 在跃层中 ($z = -18 \text{--} -25 \text{ m}$), K_N 最小. 由公式4.2计算可得, 跃层内 $K_N \sim 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 接近于分子扩散系数. 但需要注意的是, 在强层化的跃层内, 取混合效率 $\Gamma = 0.2$ 可能是不合适的. 在S1站, 跃层在一个周日内的起伏非常微弱, 表明此处内潮的活动很弱. 由于在此站位没有流速或温盐的高频观测资料, 我们无法分析观测期间的高频内波, 但可以肯定的是: 即使存在高频内波, 它们也不可能在跃层内造成显著的垂直混合. 跃层内极弱的垂直混合显著地限制了跨跃层的热量与物质交换, 这是黄海强跃层得以稳定存在的原因, 也表明营养盐等生化因子的垂直交换很不通畅.

比较图4.6(a)&(b)可以看出, 在跃层底部6-7 m的一薄层内存在着显著的强湍流耗散. 在此层中, 浮性频率平方 $N^2 = (8\text{--}16) \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$, 湍动能耗散率 $\varepsilon = 3 \times 10^{-8}\text{--}2 \times 10^{-7} \text{ W kg}^{-1}$, 垂直湍扩散系数 $K_N \sim 10^{-5}\text{--}10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. 该层内的强湍流耗散可以归结为跃层下界处下沉型内孤立波 (internal soliton of depression) 的传播. 因为下沉型内孤立波向下所影响的深度与其振幅大小相当, 所以可以推测内孤立波的振幅为6 m左右. 事实上, 基于湍流微尺度剖面资料与ADCP流速资料, Lee et al. (2006) 在东海北部海域也发现了振幅为6-7 m的下沉型内孤立波, 而van Haren et al. (1999) 与Rippeth (2005) 则分别报道了北海和爱尔兰海中跃层底部的强湍流耗散.

在潮流底边界层内, 强的湍流耗散与混合可达底上12-14 m. 湍动能耗散率 ε 与垂直湍扩散系数 K_N 均存在明显的四分之一日周期的变化, 且随离底距离增大, 位相具有显著的滞后. 由于在S1站没有流速资料, 我们无法对湍流的生成机制作深入的探讨.

b. **局地陆坡区: S2站** 在位于局地陆坡区的S2站, 除进行湍流微尺度剖

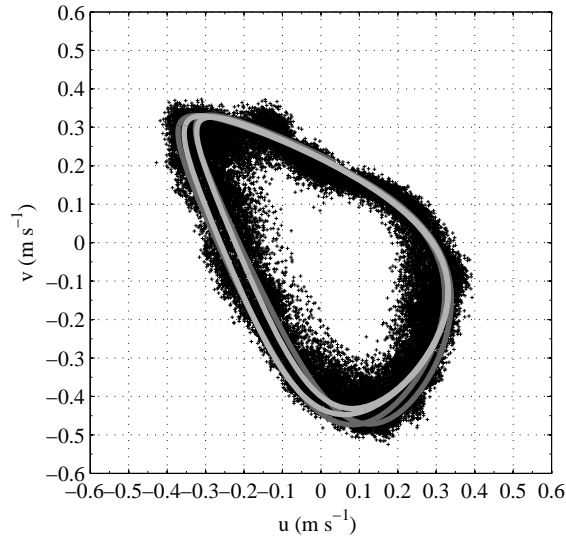


图 4.7: S2站一个周日内 $\zeta = 2.4\text{--}19.6$ mab深度处水平流速的矢端图. 浅灰色与深灰色曲线分别表示跃层上、下界处潮流的变化

面以外, 还获得了水体流速的观测. 基于这些资料, 我们在本节对S2站处的湍流混合特征及其产生机制进行深入的探讨. 如图4.7所示, 在各个深度上潮流均显著占优, 潮流椭圆很不规则, 其主轴为西北-东南方向. 图中浅灰色与深灰色曲线分别表示跃层上 ($\zeta = 19.6$ mab)、下 ($\zeta = 15.9$ mab) 界处潮流的变化, 其中包括了6个主要分潮. 由于半日 M_2 分潮流显著占优, 潮流的不对称性导致近底剪切应力四分之一周日的周期变化也不对称, 从而影响底边界层内不同深度处湍流强度的变化. 为了进一步显示潮流对于S2站处流速的控制作用, 我们在图4.8中给出了三典型深度处流速的时间序列. 可以看出, 观测期间惯性振荡及其它低频流动并不显著.

如图4.9所示为S2站湍动能耗散率 ε , 浮性频率平方 N^2 以及垂直湍扩散系数 K_N 的深度-时间变化图. 图4.9(a)中的等值线为水平流速的垂直剪切 $Sh = [(du/dz)^2 + (dv/dz)^2]^{1/2}$. 与S1站形成对比的是, S2站近表层水体中的湍流耗散并没有明显的日变化, ε 的大值由短时的强风所造成. 近表层水体的层结状况几乎不受湍流状况的影响, $N^2 = (1\text{--}2) \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$. 近表层水体中混合很弱, $K_N \sim 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, 至海面附近增大为 $10^{-5}\text{--}10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (图4.9(c)).

与S1站类似, S2站处跃层也很强, $N^2 > 0.02 \text{ s}^{-2}$, 但其厚度很薄, 只有2–3 m, 且受内潮的影响非常显著 (图4.9(b)). 跃层垂直起伏的平均振幅约为4 m, 除半日周期的内潮外高频内波的存在也非常显著. 如图4.10所示, 如果滤除流速中的潮信号, 那么水平流速的保能 (energy-preserving) 频率谱 $fE_{U_r}(f)$

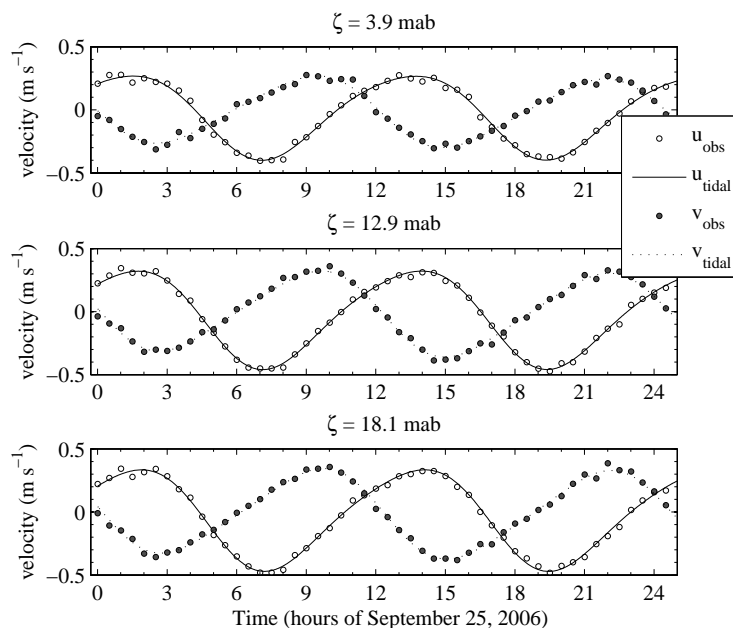


图 4.8: S2站三典型深度处实测1-min平均的流速分量 (u_{obs} 和 v_{obs}) 与潮流流速分量 (u_{tidal} 和 v_{tidal}) 的变化曲线: (a) 近地层 ($\zeta = 3.9$ mab); (b) 底边界层内 ($\zeta = 12.9$ mab); (c) 跃层附近 ($\zeta = 18.1$ mab). 为了清楚地显示出实测流速与潮流的差别, 图中只画出了每隔30 min一次的流速.

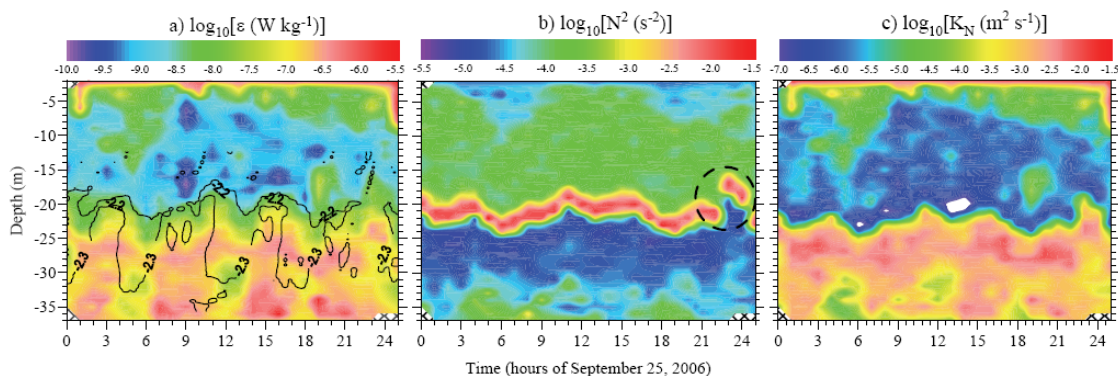


图 4.9: S2站各量的深度-时间变化图: (a) 湍动能耗散率 ε ; (b) 浮性频率平方 N^2 ; (c) 垂直湍扩散系数 K_N . 等值线为 $\log_{10}Sh$. 图(b)中的黑色虚线圆圈标出了 $t = 23$ hr左右由上升型内孤立波造成的跃层的急剧上升.

$= 0.5[fE_{u_r} + fE_{v_r}]$ 显示出 (至少) 4个统计显著的峰值, 且对应的周期分别为43, 18, 14和11 min. 高频内波的振幅在近底层 ($\zeta = 3.9$ mab) 最大, 且在跃层下界处 ($\zeta = 18.9$ mab) 最小. 这与我们由图4.5(b)中所示平均浮性频率剖面所计算出的线性内波水平流速的本征函数一致.

由图4.9(b)可以看出, 在 $t = 23$ hr左右跃层急剧上升, 大约1 hr后又恢复到

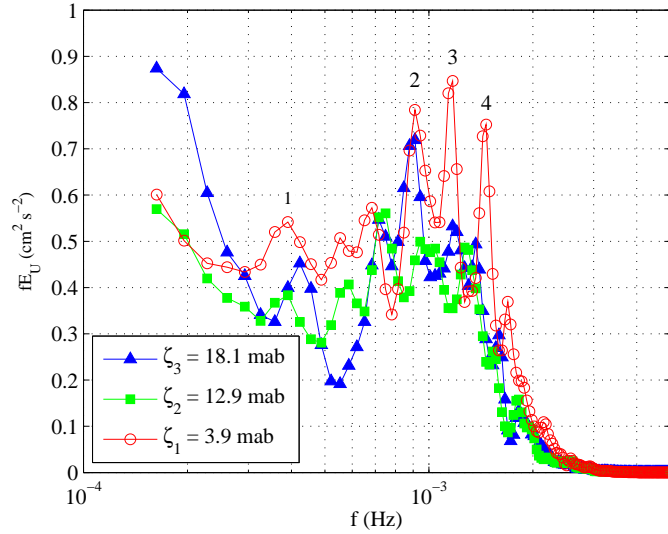


图 4.10: S2站三典型深度处（近底层、跃层下及跃层中）水平流速的保能频谱. 数字1–4分别标出了周期为43, 18, 14与11 min的谱峰.

先前的位置. 这可能是上升型内孤立波经过观测站位的结果. 由跃层的上升幅度可以估计出内孤立波的振幅为4–5 m. 值得注意的是, S2站观测期间跃层的平均位置在 $z = 20$ m ($\zeta = 18$ mab), 跃层上、下近乎充分混合的边界层的厚度分别为 $h_s = 20$ m和 $h_b = 18$ m. 因此, 上述观测表明当内孤立波由外海传播到近岸浅水区时可由通常的下沉型内孤立波 ($h_b \gg h_s$) 转化为上升型内孤立波 ($h_b < h_s$). 虽然限于剖面观测的采样频率 (每1 hr进行一组剖面观测), 我们并没有获得内孤立波精细结构的观测, 但 $t = 23$ hr时整个跃层的急剧上升并在1 hr后恢复到原来的位置清楚地显示了内孤立波的存在.

与S1站不同的是, S2站跃层以下的全部水体均处于强湍流混合状态. 该层内湍动能耗散率 ε 总大于 10^{-8} W kg $^{-1}$, 且随正压潮流位相的变化而存在显著的变化. 潮流流速最大时, 近底层 ε 可达 10^{-6} W kg $^{-1}$ (图4.9(a)). 水体湍流混合特征的潮变化在湍动能耗散率 ε 与垂直湍扩散系数 K_N 的深度–时间变化图中都非常明显 (图4.9(a),(c)). 图4.9(a)中水平流速垂直剪切的等值线 ($\log_{10}Sh = -2.3$, 剪切 Sh 的单位是s $^{-1}$) 的分布特征表明跃层以下水体中的湍流主要由潮流在海底造成的强剪切产生, 且底边界强湍流以5–6 m h $^{-1}$ 的相速度向上传播. 这与我们在上一章中所描述的A1站剪切的向上传播是一致的.

如图4.11所示为一系列水平流速垂直剪切平方 Sh^2 , 湍动能耗散率 ε , 以及梯度Richardson数 Ri 的垂直剖面. 其中 $Ri = N^2/Sh^2$. 各量的垂直分辨率均为1 m. 可以看出, 由于潮流流速的显著变化, 同一深度处 Sh^2 、 ε 及 Ri 的变化都跨越

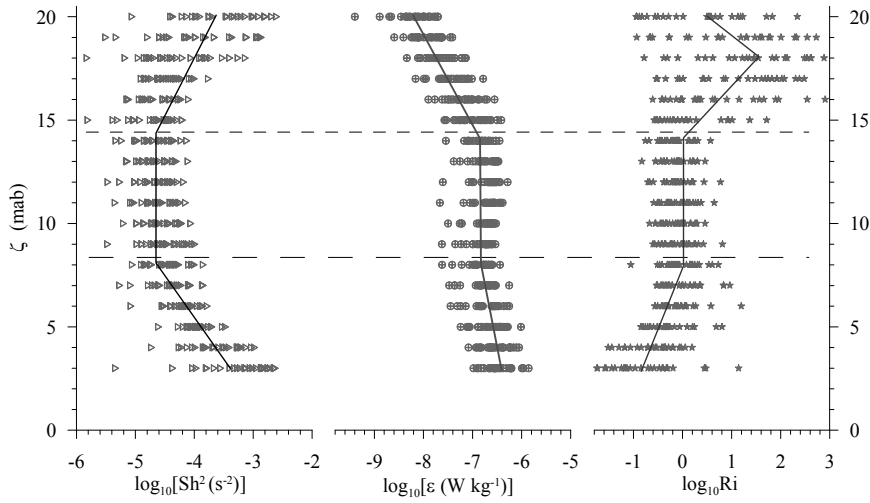


图 4.11: S2站水平垂直流速剪切平方 Sh^2 , 湍动能耗散率 ϵ 与梯度Richardson数 Ri 的垂直剖面. 长虚线与短虚线分别指出了近底强剪切层与中间层的上界.

一两个量级. 在跃层内 ($\zeta = 15\text{--}20$ mab), Ri 的变化范围可达四个量级. 跃层以下水体根据 Sh^2 、 ϵ 及 Ri 的变化特征可分为显著不同两层, 即近底强剪切层及介于跃层底部与近底强剪切层的中间层. 在近底强剪切层中, Sh^2 与 ϵ 均随离底高度 ζ 的增大而逐渐减小, Ri 随离底距离减小而逐渐减小, 且在大多数时间内都小于1甚至小于0.25. 在中间层中, 所有变量随离底距离 ζ 增大都几乎保持不变, 表明此处湍流基本上处于平衡态. Strang and Fernando (2001) 对这种状态进行了深入讨论. 他们的研究表明: 在一定条件下, 水体中层化与剪切可以互相调制, 从而获得最大的混合效率. 在跃层中, Ri 大多数情况下都大于0.25, ϵ 随离底高度增大而逐渐减小, 而 Sh^2 则随离底高度增大而逐渐增大, 这在 $Ri > 1$ 的层化水体中非常普遍. 这是因为强层化水体中湍流受到显著抑制, 垂直动量交换很不通畅, 从而造成流速剪切的增强 (Pardjyak et al. 2002). 剪切的增强也与流速剖面的特殊结构有关, 因为流速的最大值在跃层以下的位置. 我们在第二章详细讨论了在强潮驱的陆架海中这种流速垂直结构各种可能的形成机制.

如图4.12所示为S2站梯度Richardson数 Ri 的深度-时间变化图. 可以看出: 在跃层以下, 随潮流流速大小的不断变化, Ri 呈现周期性的变化. 在近底层中, 当潮流流速较大时, Ri 总小于0.25, 因此水体很容易发生剪切不稳定. 这个过程在每个半日潮周期内持续3 hr左右. 由于剪切 Sh 随离底距离增大而逐渐减小, Ri 随离底高度增大而逐渐增大, 但在潮流边界层内 Ri 总小于1. 当潮流速度较小时, 水体中出现 Ri 的高值. 图4.12中 Ri 随潮流大小的变化与图4.9(a)中湍动能耗散率 ϵ 的变化非常一致, 即 Ri 的高值对应 ϵ 的低值, Ri 的低值对应 ϵ 的高值.

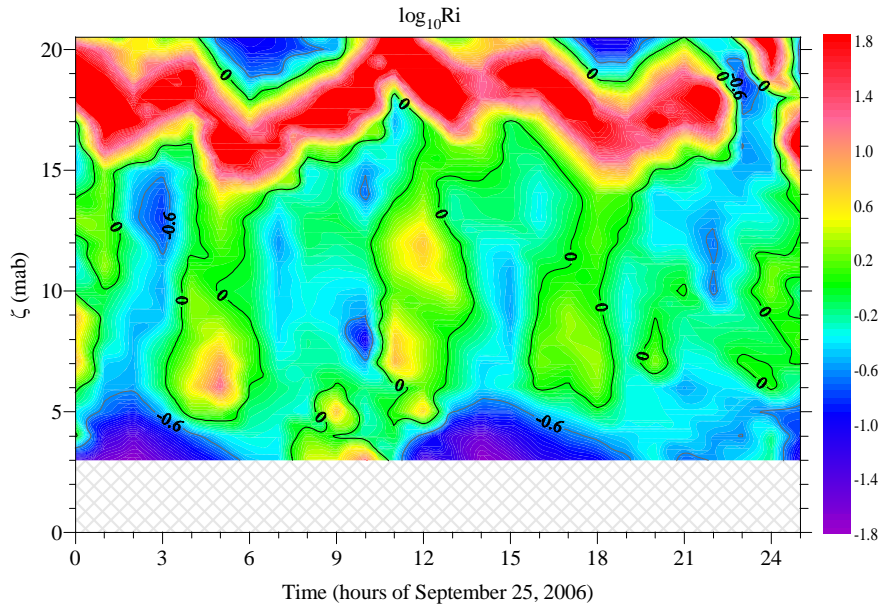


图 4.12: S2站梯度Richardson数 Ri 的深度-时间变化图.

这表明, 在位于局地陆坡区、水深较浅的S2站, 潮流由于底摩擦而产生的强湍流耗散是整个底边界层中湍流的主要来源.

在跃层中, 梯度Richardson数 Ri 一般较大, 但在 $t = 22-23$ hr, Ri 显著降低, 且低 Ri 值对应的时间与跃层急剧上升的时间完全一致, 进一步揭示了内孤立波的存在. 虽然剖面观测资料并没有获得内孤立波的精细结构, 但ADCP的流速观测资料清晰地显示出在 $t = 22-23$ hr期间垂直流速 w 显著增加 (图4.13). 上升型内孤立波经过时, w 的最大值出现在跃层内, 但其影响可至海底, 这与Diamessis and Redekopp (2006) 的结果是一致的. 近底压力 P_b 的数据表明, 内孤立波经过时S2站处于低潮. 潮流大小为 $0.30-0.35$ m s^{-1} , 流向垂直于等深线向东, 但无法估计内孤立波的传播方向. 注意到, Lee et al. (2006) 在东海观测到一系列下沉型内孤立波, 且也都发生于低潮时. 因此, 更进一步证实了S2站所观测到的跃层的急剧上升是由上升型内孤立波的影响所致. 内孤立波导致水体中产生强剪切, 因此可以造成水体的剪切不稳定, 从而产生湍流. 如图4.14所示, 内孤立波经过时 ($t = 23$ hr) 跃层内 ($z = -16 - -20$ m) 湍流耗散显著增强, 湍动能耗散率 $\varepsilon \sim 2 \times 10^{-8}$ W kg^{-1} . 随后跃层内 ε 逐渐减小 ($t = 24$ hr时, $\varepsilon \sim (4-6) \times 10^{-9}$ W kg^{-1}) 约2 hr后减为跃层内 ε 的背景值 $\sim (2-3) \times 10^{-9}$ W kg^{-1} . 受观测时间长度 (仅为一个周日) 与湍流微尺度剖面观测频度 (每1 hr一组剖面) 的限制, 我们无法对夏季黄海这一典型强潮驱陆架海中内波与湍流混合做更为深入的探讨, 而强潮驱陆架海中内孤立波的生成机制及其对水体微结

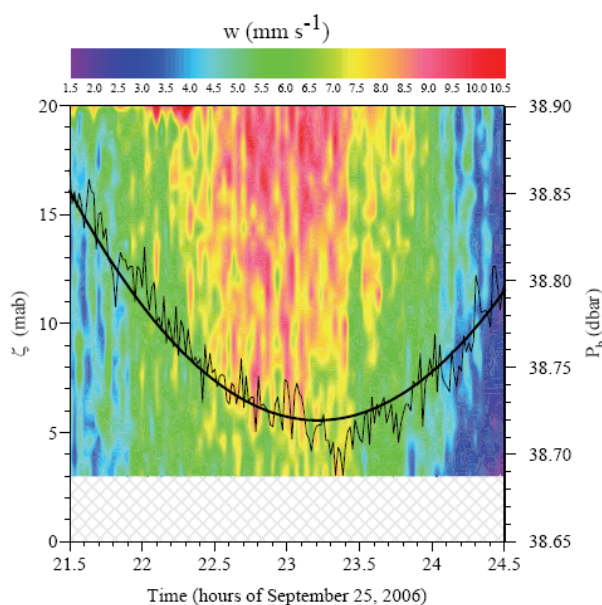


图 4.13: 图4.9中所示S2站内孤立波事件期间垂直流速的深度-时间变化图以及水深（海底压强）的变化曲线. 粗线为潮位的变化，细线为实测水深的变化.

构及内波场的影响还需要通过更多的外海观测来深入研究.

4.4 本章小结

利用晚夏季节在黄海两站位S1和S2所获得的连续强化观测资料，本章对层化季节强潮驱陆架海中的内波、湍流及混合进行了较为深入的研究. S1站位于地形较为平坦、水深相对较深（73 m）的中央海盆区，而S2站则位于地形变化较为剧烈、水深相对较浅（38 m）的局地陆坡区. 在S2站，除湍流微尺度剖面资料外还获得了水体流速的观测.

层化季节的黄海，跃层的三层结构非常显著，在水体近乎混合均匀的上混合层与底边界层之间为很薄的强跃层. 在海表风强迫比较弱的情况下，近表层水体的湍流混合强度主要由海表浮力通量的日变化所控制（夜间混合强、白天混合弱）. 这与我们在上一章中所分析的冬季的情况完全不同. 在冬季，在海面强风强迫与水体垂直对流的联合作用下，整个水体混合近乎均匀，水体垂物质、热量与动量交换非常通畅；而在夏季，由于强跃层的阻隔作用，潮流因底摩擦而产生的强湍流耗散为底边界层中湍流的主要来源，但跃层及其以上水体并不受潮致近底强湍流的影响. 在S1站，潮流因底摩擦而产生的强湍流混合可影响近底10–15 m以内的水体，而在S2站，潮致强湍流耗散控制着整个跃层以下的

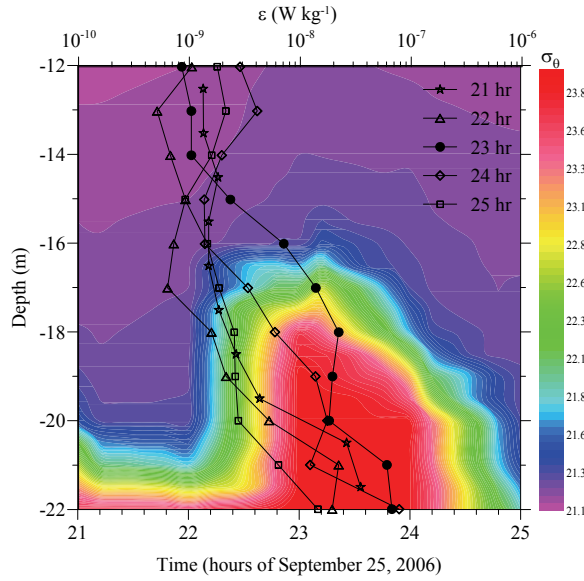


图 4.14: S2站内孤立波事件期间各小时湍动能耗散率 ε 的垂直剖面以及位势密度 σ_θ 的深度-时间变化图. 为了突出显示内孤立波事件对跃层附近水体结构及湍流耗散的影响, 图中只给出了 $z = -22 - -12$ 之间的结果.

水体. 湍动能耗散率 ε 与垂直湍扩散系数 K_N 均具有明显的四分之一周日周期的变化, 且随离底距离增大位相具有明显的滞后 ($\sim 5-6 \text{ m hr}^{-1}$). 其中, ε 与 K_N 的变化范围分别为 ($5 \times 10^{-8} - 5 \times 10^{-6}$) W kg^{-1} 和 ($10^{-5} - 10^{-2}$) $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$. 在近底8 m内, Ri 在70%的观测时间内均小于1, 且在20%的时间内小于0.25, 表明在近底水体中存在着显著的剪切不稳定.

观测期间, S1站的跃层内湍流混合非常微弱, 且没有显著的内波存在. 因此, 跃层内垂直扩散系数减为分子扩散水平, 从而显著抑制了热量及营养盐与溶解氧等生化要素的跨跃层混合. 而在S2站, 在整个水体中内波活动都非常活跃. 除受显著的内潮影响外, 周期分别为43, 18, 14和11 min的内波振幅也比较显著. 跃层内, 内波的破碎导致间歇性的强湍流混合. 在低潮时, 跃层的急剧上升揭示了振幅约为4 m的上升型内孤立波的存在. 内孤立波导致的强流速剪切使得跃层中梯度Richardson数 Ri 减小到0.25以下, 从而导致了水体的强湍流耗散, 湍动能耗散率 $\varepsilon \sim 2 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$, 约为内孤立波经过前后水体湍动能耗散率的10倍.

第五章 强潮驱陆架海中内潮的剪切不稳定

5.1 引言

在层结海洋中，特别是在潮流和（或）风生流都非常强的季节性层化陆架海中，由剪切不稳定（也称动力不稳定）造成的湍流混合对于水体动量、能量、热量以及物质的垂直交换具有重要意义。剪切不稳定是层结剪切流体中湍流的最重要生成机制。在远离（上、下、侧）边界的层结海洋内部，由内波造成的速度场的强剪切与密度场的拉伸是水体剪切不稳定的主要产生机制，剪切不稳定是内波破碎的主要形式。因此，剪切不稳定控制着水体湍流混合的强弱及其时空变化。

在上述理论指导下，Gregg等人（e.g., Gregg 1989; Kunze et al. 1990; Polzin et al. 1995; Gregg et al. 2003; MacKinnon and Gregg 2003b, 2005b）基于波-波相互作用的理论发展了以水体宏观剪切与层结表征湍动能耗散率 ϵ 的参数化方案。在本章中，我们将通过检验在受内潮显著影响的强潮驱陆架海中湍动能耗散率 ϵ 是否紧密联系于水体不稳定扰动的特征来进一步发展上述理论。具体地讲，我们将利用在英国Clyde海一个周日的强化连续观测资料来检验如下假设：水体中湍动能耗散率 ϵ 与剪切不稳定之间存在着机制性的联系。

梯度Richardson数 Ri 定义为 N^2/S^2 ，其中 N 为浮性频率， $S = dU/dz$ 为水平流速的垂直剪切。虽然基于Miles-Howard定理（Miles 1961; Howard 1961）*， $Ri < 0.25$ 经常被用作层结水体剪切不稳定发生的判据，但事实上水体的动力稳定性对流速和密度剖面的依赖非常微妙（Howard and Maslowe 1973; Sun et al. 1998）。较之简单地利用水体梯度Richardson数 Ri 的某些特征量（通常取水体中 Ri 的最小值）来判定水体稳定性，利用剪切不稳定的线性理论，即直接求解Taylor-Goldstein方程（以下简称T-G方程），来研究水体的剪切不稳定性是更加有效和可靠的方法。

在本章中，我们将利用由实测的流速与密度剖面来求解T-G方程的方法研究水体的稳定性特征，并进而检验上面提出的假设。本章随后各节安排如下：§5.2将对所利用的观测数据予以介绍；稳定性分析的方法将在§5.3中通过对其中一组速度和密度剖面的具体分析而予以详细介绍；该方法将在§5.4.1中

*该定理指出，（在一定的限制条件下）如果水体中梯度Richardson数 Ri 处处大于0.25，那么水体中所有的小振幅扰动都是稳定的；而不是如果水体中有某处 Ri 小于0.25扰动就会不稳定。因此， $Ri < 0.25$ 只是水体剪切不稳定的必要条件，而非充分条件。

应用于所有的实测流速与密度剖面；基于对观测数据的分析结果，上述假设将在§5.4.2中予以检验；§5.5是对结果的讨论与本章小结。

5.2 观测数据

5.2.1 观测方法

本章所利用的数据为2002年7月在Clyde海一站位C2（55°21'N，5°4'W）的一个周日的连续强化观测资料（图5.1）。Clyde海是位于苏格兰西侧的一个半封闭型强潮驱陆架海，与爱尔兰海的北海峡（North Channel）通过一个约40 m深的海槛“great Plateau”相连。观测站位C2位于海槛内侧，平均水深为58 m，观测期间潮差为2.0 m。在一个周日的观测期间，10-min平均的水平流速剖面由一台坐地RDI 300 KHz ADCP（声学流速剖面仪）获得，采样方式为连续采样，观测范围为底上3.6 m到51.6 m，垂直分辨率为2.0 m。水体的温度、盐度及湍动能耗散率 ϵ 剖面由一台自由下降湍流微尺度剖面仪FLY（e.g., Simpson et al. 1996）获得。每小时进行一组FLY剖面观测，为提高观测的统计代表性每次连续采样6次，每两次采样的时间间隔为2–3min，最终获得的温度、盐度及 ϵ 剖面的垂直分辨率为1.0 m。

将每小时一组的6个温度、盐度及湍动能耗散率 ϵ 剖面进行平均即获得1-hr间隔的12–18 min平均的温度、盐度与 ϵ 剖面，同一时间段的水平流速剖面由ADCP观测资料计算获得。这样就获得了1-hr间隔的25组流速与密度剖面。这些剖面将被用来求解T-G方程，以获得水体的稳定性特征。为叙述简便起见，在下文中我们将利用hour-0, hour-1, ……，hour-24来分别指代上述各组流速与密度剖面。由于FLY的机械故障，观测期间没有获得hour-20时刻的密度与湍动能耗散率剖面，因此下文将对获得的24组剖面进行分析。

5.2.2 日平均流速、层结与湍动能耗散率

如图5.2(a)和5.3(a)所示，周日平均的跃层很厚，浮性频率 N 在 $z = 42$ m处达到最大值 0.022 s^{-1} 。平均流在底上30 m以内非常弱（ $\leq 0.05 \text{ m s}^{-1}$ ），但由此向上随离底高度增大而逐渐增大，至底上51.6 m处增至 0.16 m s^{-1} （图5.2(c)）。周日平均流速与层结对应的梯度Richardson数 Ri 在水体中处处大于0.25（图5.3(b)），因此根据Miles–Howard定理，平均流对任何小振幅扰动都是稳定的，水体不会发生剪切不稳定。作为强潮驱陆架海的典型特征（e.g., Simpson et al. 1996; Rippeth and Inall 2002; MacKinnon and Gregg 2003b, 2005b），湍动能耗散

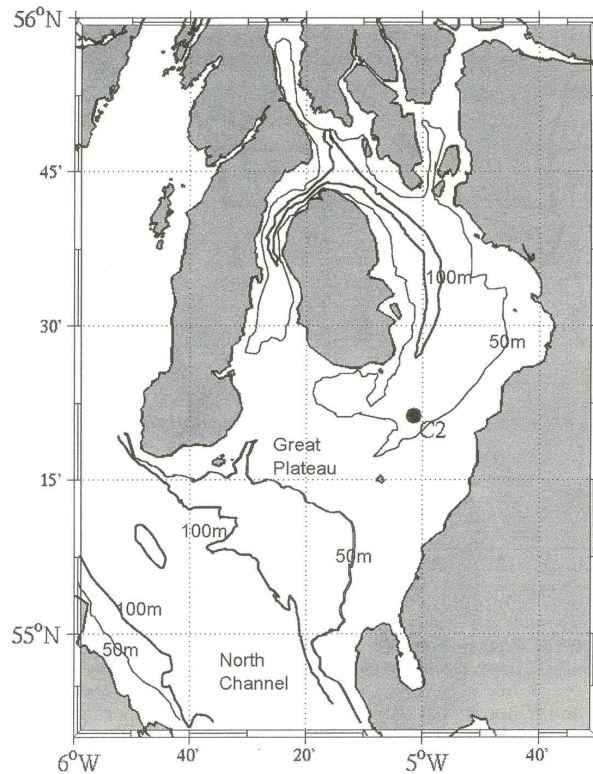


图 5.1: Clyde海与观测站位C2.

率 ε 在上边界层和底边界层中均随离边界距离增大而逐渐减小（图5.3(c））. 虽然可以看出 ε 与 Ri 具有一定的负相关性，但两者的相关系数统计上并不显著.

5.2.3 流速、层结与湍动能耗散率的时空变化

如图5.4所示，观测站位的流速主要由旋转半日潮流控制，且流速的位相随离底距离增大而具有显著的滞后（图5.4(b),(c)）. 强剪切主要分布在近表层和跃层内（比较图5.4(d),(e)）. 内潮的存在非常显著，且在 $\sigma_\theta = 25.2$ 和 25.4 两个等密面的深度变化上体现的最为明显（图5.4(d)）. 在24 hr的观测期间，除hour-18和hour-19外，水体中总有些深度梯度Richardson数 Ri 小于0.25（即 $Ri^{-1} > 4$ ）（图5.5(a)），因此有22组剖面可能发生剪切不稳定. 如前所述， $Ri < 0.25$ 只是剪切不稳定发生的必要条件，而非充分条件，所以这22组剖面并非一定全部会发生剪切不稳定.

作为强潮驱陆架海的典型特征，湍动能耗散率 ε 的大值主要分布在三个区域：近表层、近底层以及跃层内. 与上一章所指出的一样，对应于流速的半日周期变化，近底湍流具有明显的四分之一周日周期的变化. 水体中 ε 的最小值

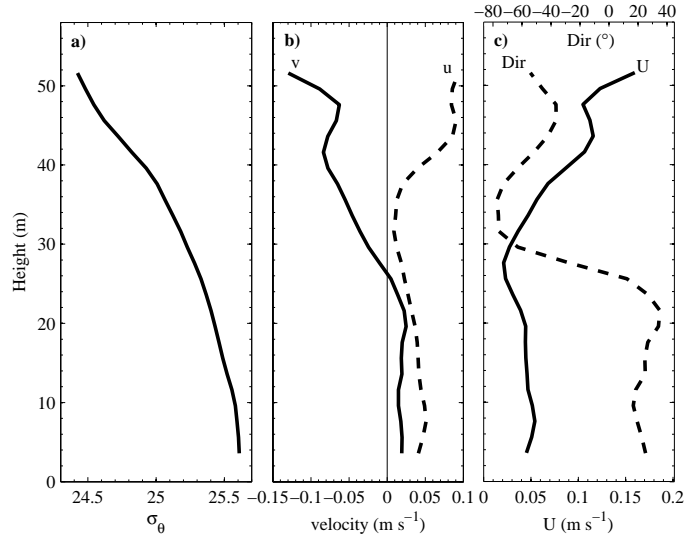


图 5.2: 日平均剖面: (a) 位势密度 σ_θ ; (b) 水平流速的东分量 u 与北分量 v ; (c) 水平流速的大小 U 与方向 Dir .

出现在潮流底边界层与跃层之间（图5.5(c)中的蓝色带状），在此深度范围梯度Richardson数 Ri 总是大于0.25（即 $Ri^{-1} > 4$ ）。比较图5.5(c)和5.4(d)可以看出，跃层的深度与湍动能耗散率的变化具有明显的相关性。 Ri 与 $\log_{10}\epsilon$ 的深度-时间变化具有明显的负相关性，且 Ri^{-1} 与 $\log_{10}\epsilon$ 的相关系数随深度变化。在近表层和 $z = 19-24$ m之间两者的相关系数并不显著，在 $z = 8-16$ m之间两者的相关系数为0.50（95%置信区间为[0.12 0.75]），在 $z = 30$ m处可达0.92（95%置信区间为[0.82 0.97]）。如果粗略地定义两等密面 $\sigma_\theta = 25.0$ 和 25.4 之间的水体为跃层，那么跃层内平均的 Ri^{-1} 与 $\log_{10}\epsilon$ 的相关系数为0.68（95%置信区间为[0.38 0.85]），表明水体稳定性和湍动能耗散率 ϵ 的局地相关性相对较弱。

5.3 分析方法

5.3.1 Taylor-Goldstein方程及其数值解

在Boussinesq近似下，无粘、不可压、重力稳定的剪切流体对小振幅扰动的稳定性取决于T-G方程的解，

$$\phi'' + \left[\frac{N^2}{(U-c)^2} - \frac{U''}{U-c} - k^2 \right] \phi = 0 \quad (5.1)$$

其中， $\phi(z)$ 为扰动的流函数的初始振幅， k 为扰动的水平波数， $c (= c_r + ic_i)$ 为扰动的复相速， $\phi'' = d^2\phi/dz^2$ ， $U(z)$ 和 $N(z)$ 分别为平均流速和浮性频率剖

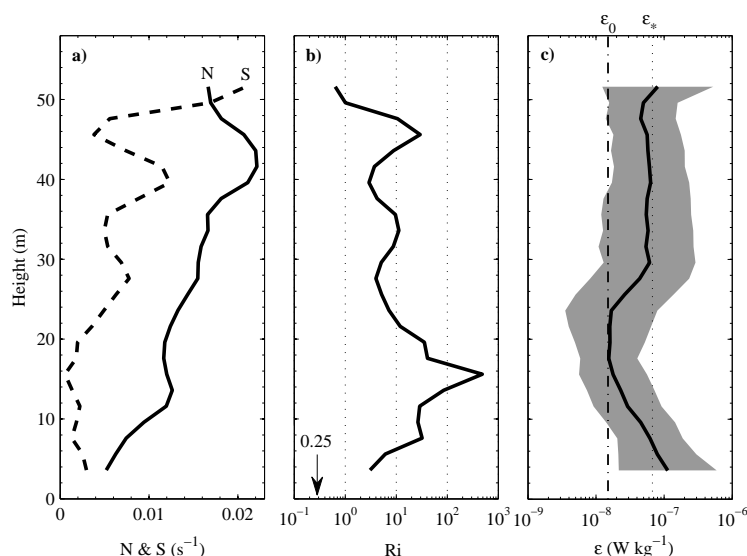


图 5.3: 日平均剖面: (a) 浮性频率 N 与水平流速的垂直剪切 S ; (b) 梯度Richardson数 Ri ; (c) 湍动能耗散率 ε . 图(c)中, 阴影部分表示 ε 一个周日内的变化范围(平均值 \pm 方差), 点线和点虚线分别表示两端动能耗散率常数 ε_* 和 ε_0 (各自含义见§5.5.3).

面; $U'' = d^2U/dz^2$. 方程5.1为一边值问题, 给定两个合适的边界条件, 比如令扰动的垂直流速 w , 也即扰动的流函数的初始振幅 ϕ , 在海底($z = 0$)和海面处($z = h$)均为0, 即 $\phi(0) = 0, \phi(h) = 0$, 方程5.1与边界条件即构成一个标准的本征值问题. 对于任一本征解 $\phi(z)$, 扰动的流函数为 $\Psi(x, z, t) = \phi(z)\exp[ik(x - ct)]$, 也即 $\phi(z)\exp[ik(x - c_r t)]\exp(kc_i t)$, 因此, 对于 $kc_i > 0$ 的本征解来讲, 扰动的振幅, 即 $\phi(z)\exp(kc_i t)$, 随时间以生长率 kc_i 指数增长, 因此扰动是不稳定的. 水体中不稳定扰动一旦产生, 水体的稳定性将主要由成长最快(即成长率 kc_i 最大)的扰动所控制, 因此水体的稳定性特征可由水体中所能产生的生长最快的扰动来刻画. 不妨将这种生长最快的扰动称为水体中最不稳定的扰动. 在实际的稳定性分析中, 我们将只分析水体中最不稳定扰动的特征, 并以此代表水体的稳定性特征. 在本章中, 若不加以特别说明, 所提到的不稳定扰动均指最不稳定的扰动, 扰动的振幅均指扰动的初始振幅 $\phi(z)$.

对于给定的流速与浮性频率剖面, 方程5.1可以利用标准的“打靶法”(e.g., Thorpe and Jiang 1998)或“矩阵法”(Monserrat and Thorpe 1996)进行求解. 虽然“打靶法”为求解T-G方程的经典方法, 文献中应用较多, 但考虑到在流速与浮性频率剖面的垂直分辨率足够高的情况下“矩阵法”可以获得方程5.1的所有本征解, 而“打靶法”则往往漏掉一些本征解, 甚至漏掉最不稳定的扰动.

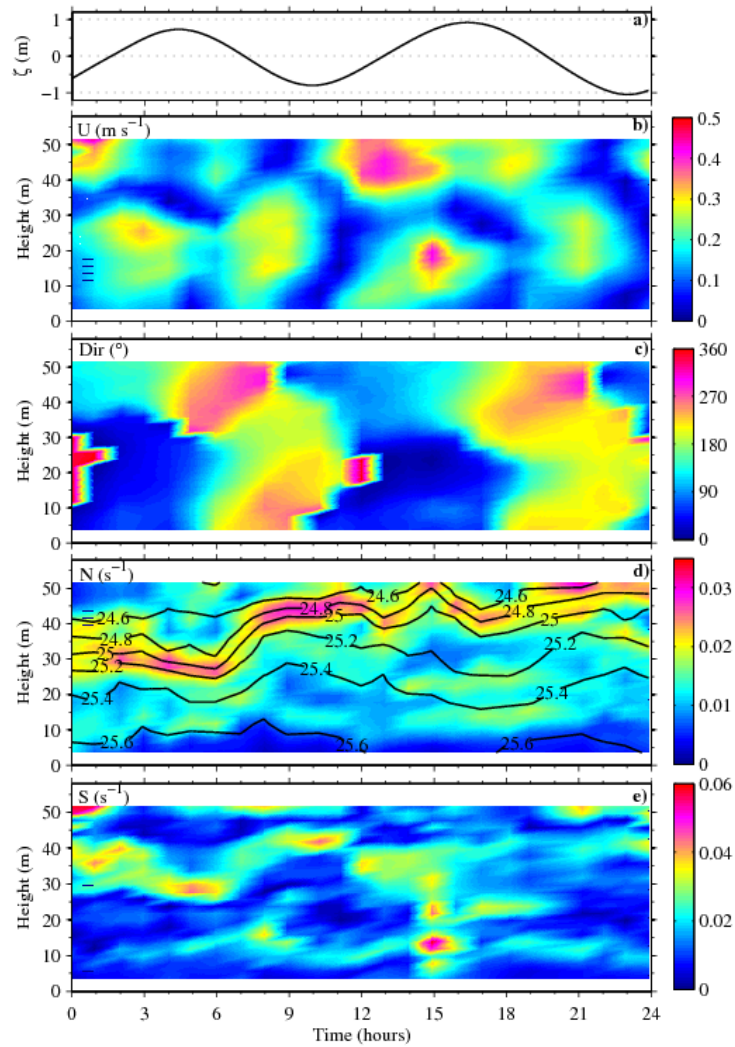


图 5.4: 各参数的深度-时间变化图: (a) 水位 ζ ; (b) 流速 U ; (c) 流向 Dir ; (d) 浮性频率 N ; (e) 剪切 S . 为显示跃层的变化, 图(d)中叠加了等位密线的分布.

定的扰动, 在本章中我们采用“矩阵法”对方程5.1进行求解. 为了确保计算结果的可靠性, 我们对其中几组流速与密度剖面分别用“打靶法”和“矩阵法”进行了求解. 计算结果表明, 两种方法所得结果的相对误差总在3%以内, 因此利用“矩阵法”求解方程5.1是合适的.

需要注意的是, 基于剪切不稳定的线性理论并不能获得扰动流函数振幅的绝对大小, 求解方程5.1所得到的 $\phi(z)$ 只具有相对意义; 其绝对值 $|\phi(z)|$ 的大小反映了水体不同深度处扰动振幅的相对大小, 而其正负号则反应了不同深度处扰动的位相间的差异 (同号表示位相一致, 反号表示位相相反, 即相差 180°). 因此, 每次求解方程5.1后应首先将 $\phi(z)$ 进行标准化 (归一化), 标准

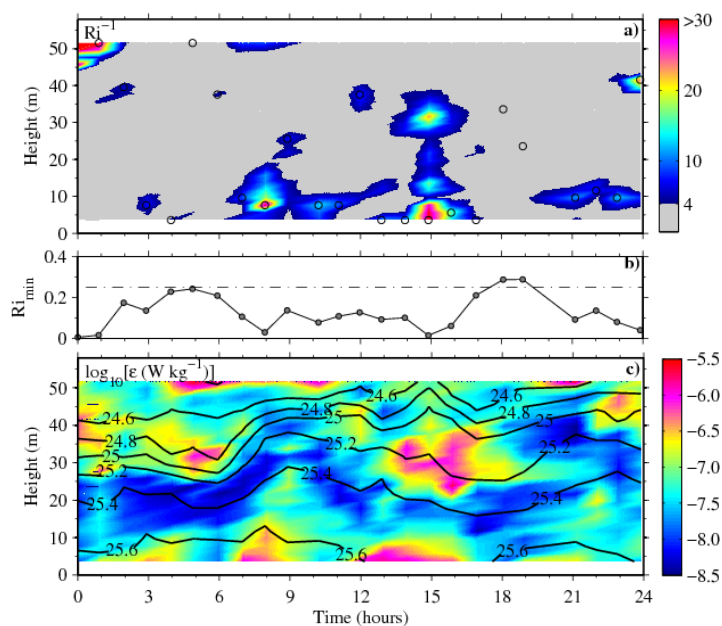


图 5.5: (a) 梯度Richardson数的倒数 Ri^{-1} 的深度-时间变化图; (b) 水体中最小Richardson数 Ri_{min} 的时间序列; (c) 湍动能耗散率 ϵ 的深度-时间变化图. 由于FLY的机械故障, hour-20没有数据. 图(a)中的黑色空心圆表示各时刻 Ri_{min} 所在深度, 图(b)中点虚线表示 Ri 的Miles-Howard临界值0.25, 图(c)中叠加了等位密线的分布.

化后的 $\phi(z)$ 值介于-1和1之间, $\phi(z) = 1$ 代表扰动的最大振幅, $\phi(z)$ 跨零点的个数表征其垂直模态. 若不加以特别说明, 下文中所提到的扰动振幅均为标准化后的振幅.

5.3.2 实测流的稳定性分析

在本节, 我们将通过对hour-15数据的详细分析来具体阐述稳定性分析的方法. 虽然在流速、密度及实测湍动能耗散率 ϵ 的垂直分布上hour-15并不太具有代表性, 但由图5.5可以看出, 此时水体的大部分深度梯度Richardson数 Ri 都小于0.25, 且在远离表、底边界的水体内部存在着显著的强湍流耗散. 随后的稳定性分析也表明观测期间最不稳定的扰动发生在hour-15.

如图5.6(a)&(b)所示, 流速的东分量和北分量都具有显著的斜压结构, 跃层很厚, 跃层核心并不明显. 从海表到 $z = 39$ m处, 梯度Richardson数 Ri 总是大于0.25, 但自 $z = 39$ m处至海底, 浮性频率显著低于水平流速的垂直剪切, 因此 Ri 均在0.25以下 (图5.6(c),(d)). 在近底20 m以内, 湍动能耗散率 ϵ 随离底距离增大而逐渐减小, 表明潮流底边界层的厚度可达20

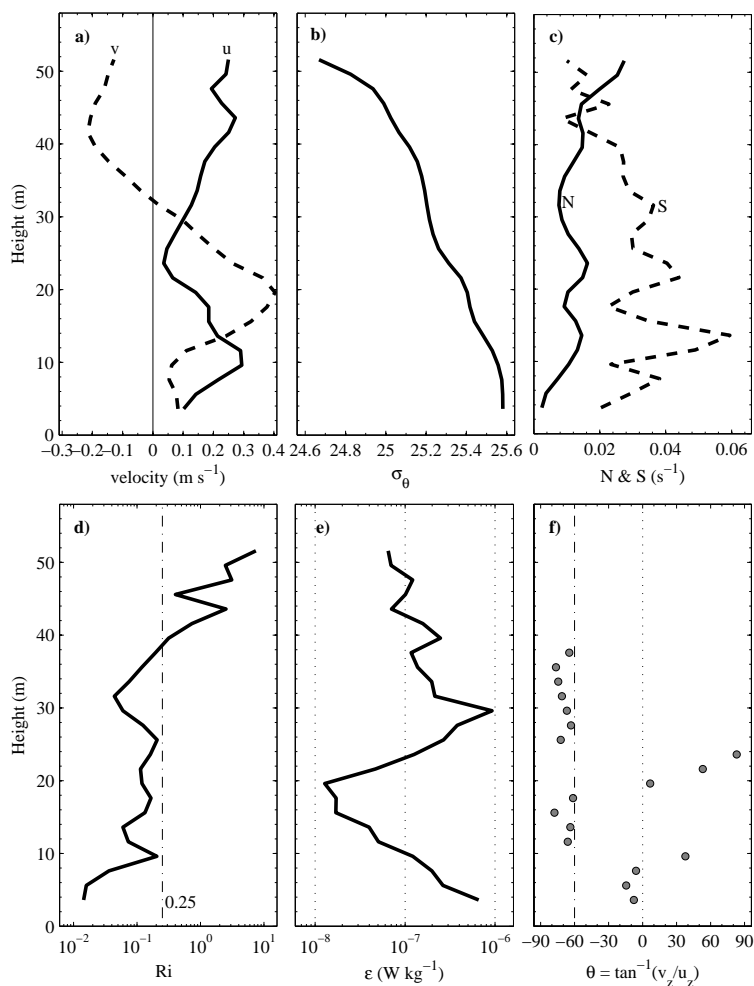


图 5.6: Hour-15时刻各参数的垂直剖面: (a) 流速分量 u 和 v ; (b) 位势密度 σ_θ ; (c) 剪切 S 与浮性频率 N ; (d) 梯度Richardson数 Ri ; (e) 湍动能耗散率 ϵ ; (f) $Ri < 0.25$ 的深度上剪切的方向 θ .

m (图5.6(e)). 在潮流底边界层以上, ϵ 与 Ri 的变化具有明显的负相关(比较图5.6(d),(e)), Ri^{-1} 与 $\log_{10}\epsilon$ 的相关系数为0.52(95%置信区间为[0.03 0.81]). 由图5.6(f)可以看出, 在 $Ri < 0.25$ 的深度范围内水平流速垂直剪切的方向大多在 $\theta = -60^\circ$ 附近. 因此, 我们可以预料水体最不稳定扰动的传播方向可能在 $\theta = -60^\circ$ 附近.

a. **稳定性特征** 根据Sun et al. (1998)和Thorpe (1999), 二维小振幅扰动在某一方向 α 上的稳定性可以通过将T-G方程中的流速 U 替换为流速矢量在 α 方向上的投影 $U_\alpha = u\cos\alpha + v\sin\alpha$ 来研究. 这里, u 和 v 分别为流速矢量的东分量和北分量, α 为扰动的传播方向, 定义为自正东方向逆时针转过的角度. 注意到T-G方程关于波数 k 的对称性, 分析中只需考虑波矢量空间的一

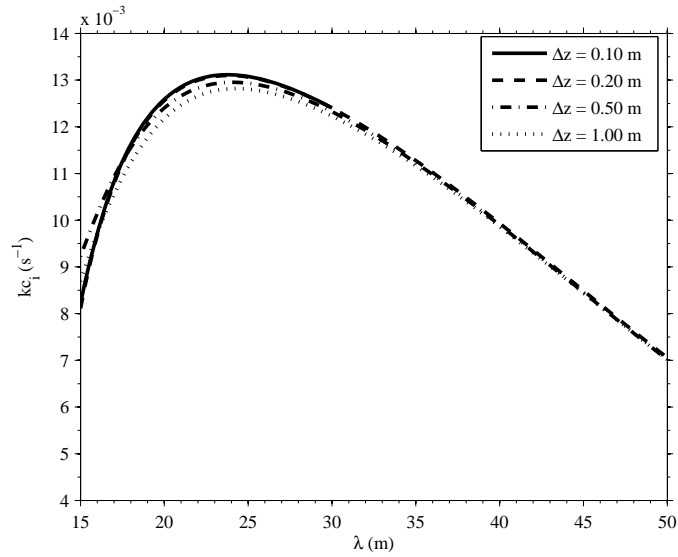


图 5.7: 利用四种不同网格大小所计算得到的hour-15时刻扰动生长率随扰动波长的变化图. 为了突出网格大小对不稳定扰动最大生长率的影响, 图中只给出了波长在[15 50]m 范围内的分布.

半. 在本章中, 我们选取 α 在 -90° 和 90° 之间, 且步长为 5° , 即将流速矢量投影到 -90° 和 90° 之间37个均匀分布的方向上. 根据Miles-Howard定理, 如果方向梯度Richardson数 Ri_α , 定义为 $N^2 / (\frac{\partial U_\alpha}{\partial z})^2$, 在水体中处处大于0.25, 那么水体中所有的小振幅扰动在此方向上都是稳定的, 因此在这样的方向上不需要求解T-G方程.

对于其它的方向 α , 给定水平波数 k , 即可对T-G方程进行数值求解. 对于理想的双曲正切流速与密度剖面, 水体中存在着一个显著的强剪切层, Miles and Howard (1964)发现水体中最不稳定扰动的波长一般为强剪切层厚度的4-8倍. 但对于垂直剖面结构非常复杂的实测流, 水体中并不存在明显的强剪切层, 并且水体中经常有多个不连续的区域梯度Richardson数 Ri 小于0.25, 因此很难判断水体最不稳定扰动的波长范围. 为了确保计算中不会漏掉水体中最不稳定的扰动, 我们通过选取一个很大的波数范围来对多组实测剖面进行求解来确定一个合适的波数(波长)范围. 分析结果显示, 选取从0.5 m到60 m的波长范围可以涵盖所有被研究的水体中最不稳定的扰动, 因此在下文的所有计算中都统一选择这一波长范围.

为了利用矩阵法较精确地求解T-G方程, 流速和浮性频率平方 N^2 的剖面必须具有足够的垂直分辨率. 因此, 我们首先将实测的分辨率分别为2 m和1 m的流速与 N^2 剖面插值到分辨率 Δz 为0.2 m的均匀格点上. 对于 N^2 , 由于T-G方程

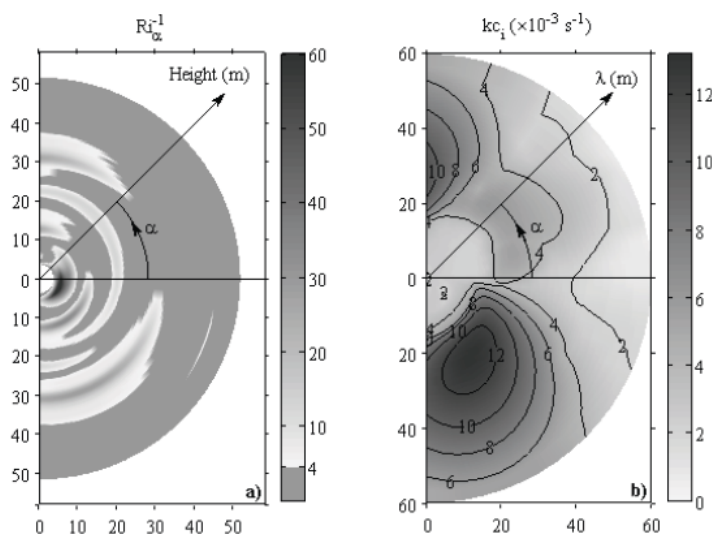


图 5.8: Hour-15时刻(a) 方向梯度Richardson数的倒数 Ri_{α}^{-1} 在深度-方向($z-\alpha$)平面上的分布; (b) 扰动增长率在水平波矢量平面上的分布. 为了清晰地显示出扰动的波长, 图(b)中水平坐标的量值表示波长, 而方向表示波矢量的方向, 即扰动的传播方向.

中只涉及 N^2 本身, 可以采用简单的线性插值, 而对于流速, 由于T-G方程中不仅涉及到流速本身, 还包含流速的二阶导数, 因此必须采用高阶插值方式, 本文中采用三次样条插值. 为了检验剖面分辨率 Δz 对稳定性分析结果的影响, 我们对同一组速度与 N^2 剖面分别采用了四种不同的 Δz 进行求解, 计算结果如图5.7所示. 可以看出, 计算所得最不扰动扰动的增长率 kc_i 随 Δz 减小而逐渐增大, 且逐步收敛. 其中, Δz 分别为0.2 m和0.1 m时的计算结果相差甚微, 相对差别在1%以内, 即最不扰动扰动的波长 λ 及其增长率 kc_i 均几乎相同, 表明选择 $\Delta z = 0.2$ m进行计算是合适的.

如图5.8-5.10所示为hour-15的分析结果. 可以看出, 对于所有的方向 α , 水体中总有些深度方向梯度Richardson数 Ri_{α} 小于0.25 (图5.8(a)), 表明不稳定扰动可沿所有方向传播. 正如上文中所预料的, 水体中最不稳定扰动的确沿 $\alpha = -60^\circ$ 方向传播, 其波长 λ 为24.0 m, 增长率 kc_i 为 $1.31 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ (图5.8(b)). 各个方向上最不扰动扰动的垂直结构基本上为第二模态, 且流函数振幅的最大值出现在 Ri_{α} 的最小值附近 (比较图5.8(a)和图5.9). 水体中最不稳定的扰动的垂直结构为第二模态, 且流函数的两个极大值分别位于 $z = 14.2$ m和9.8 m (图5.10(a)). 最不扰动扰动的相速度 c_r 为 -0.056 m s^{-1} , 对应的临界高度为 $z_1 = 13.0$ m和 $z_2 = 28.9$ m (图5.10(c)). 最大成长率对应的e-折周期为76.3 s, 是流函数振幅最大处浮性周期的17%.

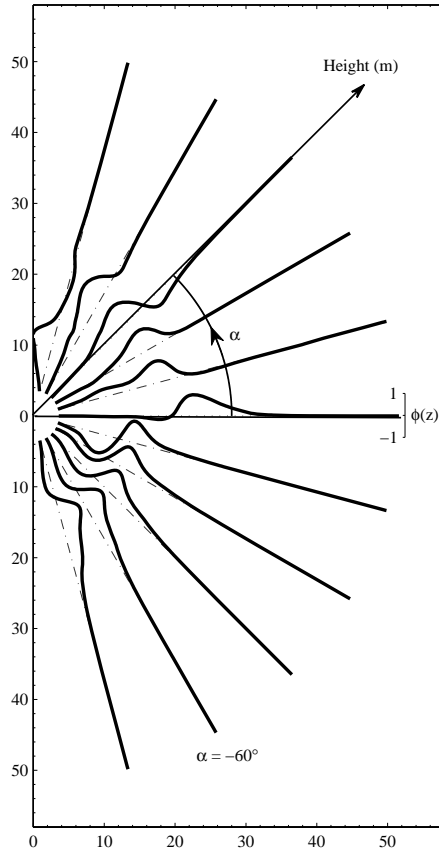


图 5.9: Hour-15时刻各个方向上最不扰动扰动的流函数的振幅. 为了清楚地显示流函数振幅的垂直结构, 图中只给出了每隔15°方向上的结果.

b. **临界稳定性** 本节中, 我们将通过人为改变实测流速大小的方法来研究水体的不稳定性程度, 并进而判断其是否处于临界不稳定性状态. 具体地讲, 将流速 U 做如下变换: $U_{\Phi} = (1 + \Phi)U$, 即将流速增加(或减小, 取决于 Φ 的符号) Φ 倍. 通过指定一系列 Φ 的值, 以 U_{Φ} 及实测的 N^2 数值求解T-G方程, 即可获得流速增加 Φ 倍后所对应的最不扰动扰动的增长率. 如果求解T-G方程的数值方法足够精确的话, 因为随着 Φ 逐渐减小, 不扰动扰动的最大增长率 k_{c_i} 也逐渐减小, 那么可以直接获得 k_{c_i} 减为0时所对应的 Φ , 不妨称为临界稳定性参数, 并记为 Φ_c . 但是由于求解矩阵本征值问题所不可避免的误差, 实际计算中很难直接通过将扰动最大增长率 k_{c_i} 减为0来求得 Φ_c . 数值实验显示, 即使水体中梯度Richardson数 Ri 处处大于0.25, 有时也会求得正的 k_{c_i} , 这显然是数值计算误差造成的. 因此, 我们采用如下间接的方法来估计临界稳定性参数 Φ_c : 给定一系列介于某一小值与1之间 Φ 值, 以 U_{Φ} 及实测的 N^2 求解T-G方程, 然后根据 Φ 与计算所得不扰动扰动的最大增长率的对应关系进行多项式拟合并平滑地外插到 $k_{c_i} = 0$ 处, 从而获得 Φ_c 的估计.

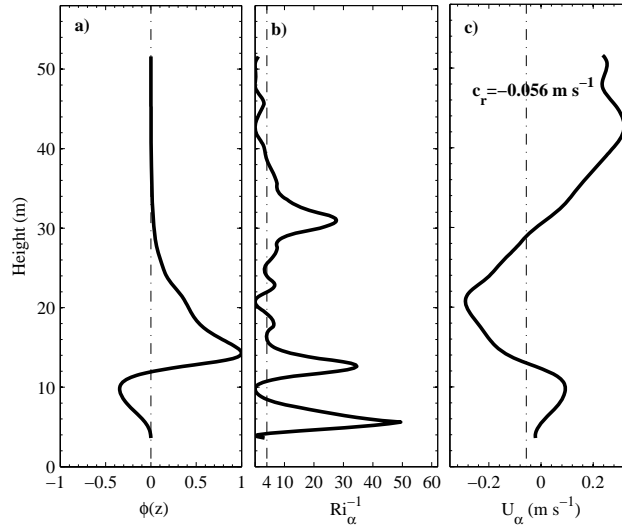


图 5.10: Hour-15时刻(a) 最不扰动扰动的流函数的振幅 $\phi(z)$; (b) 最不扰动扰动传播方向上 ($\alpha = -60^\circ$) 方向梯度Richardson数的倒数 Ri_α^{-1} ; (c) 水平流速在最不扰动扰动传播方向上的投影。

如图5.11(a)所示为hour-15在 $\alpha = -60^\circ$ 方向上不扰动扰动的最大生长率 kc_i 与 Φ 的对应关系. 可以看出, 当 $\Phi = -0.72$ 时, 水体中最小梯度Richardson数 Ri (等于实测水体中最小梯度Richardson数除以 $(1+\Phi)^2$) 等于0.25. 因此, 当 $\Phi < -0.72$ 时, 水体中梯度Richardson数 Ri 处处大于0.25, 根据Miles-Howard定理, 水体是稳定的, 不存在正的 kc_i , 在图5.11中以灰色表示. 数值拟合实验表明, 除了在不扰动扰动最大生长率 kc_i 很小的区域 (图5.11(a)中 $\Phi < -0.5$ 的区域) 外, 三次多项式可以非常好地拟合所有的点, 并且可以平滑地外插到 $kc_i = 0$ 处, 由此可得 Φ_c 的估计值为 -0.69 .

临界稳定性参数 $\Phi_c = -0.69$ 表明必须将实测流速减小69%才能使水体对所有的小振幅扰动稳定, 因此水体并非处于临界稳定状态, 而是很不稳定. 临界梯度Richardson数 Ri_c 为0.21, 与0.25比较接近. 计算结果还显示最不扰动扰动的传播方向并不随 Φ 值的变化而变化.

5.4 分析结果

5.4.1 最大生长率与临界稳定性

本节中, 我们将利用§5.3中所发展的实测流稳定性分析的方法来分析其它21组可能发生剪切不稳定的流速与密度剖面. 分析发现, 在这21组剖面中, 有

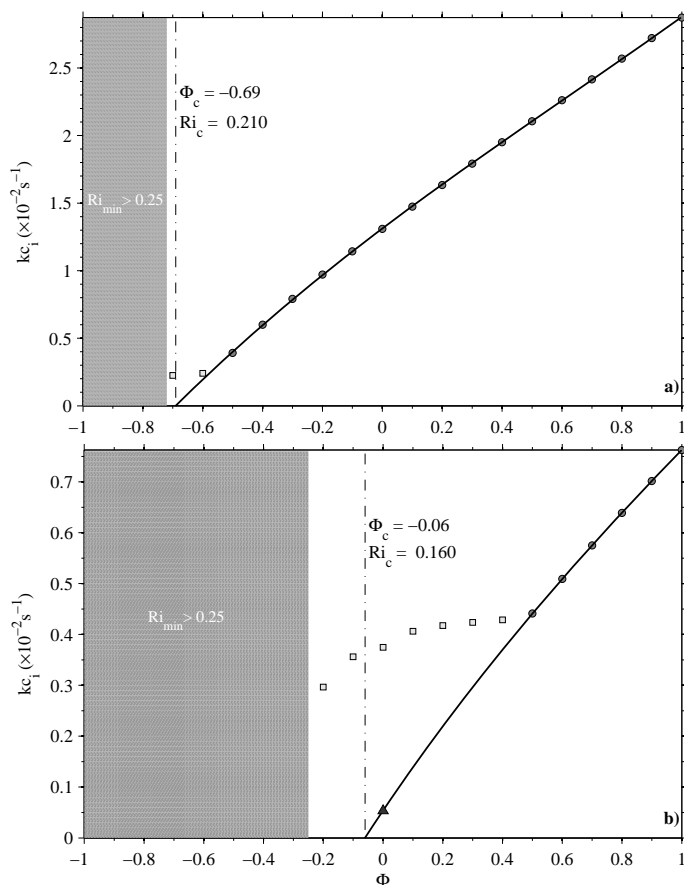


图 5.11: 最大扰动生长率 kc_i 与 Φ 的关系图：(a) hour-15；(b) hour-6. 对于hour-15，临界稳定性参数可通过三次多项式插值估计为 $\Phi_c = -0.69 \pm 0.03$ ，临界梯度Richardson数为 $Ri_c = 0.21 \pm 0.04$ 。对于hour-6，扰动的最大生长率需要通过插值获得，即图(b)中 $\Phi=0$ 处实心三角形处的值， Φ_c 和 Ri_c 分别为 -0.06 ± 0.01 和 0.16 ± 0.02 。

些剖面所对应的梯度Richardson数 Ri 只在非常薄的深度范围内满足剪切不稳定发生的必要条件（即小于0.25），而有些甚至只在一个原始格点上 Ri 小于0.25，因此很难通过直接求解T-G方程的方法来估计水体的稳定性特征。为了克服这一困难，我们首先采用类似于§5.3.2中分析临界稳定性的方法，即通过检验稳定性分析的结果是否随剖面网格大小 Δz 的逐渐减小而逐渐收敛，来判定对于哪些剖面直接求解T-G方程所得的结果是可信的。具体讲，我们设定一个相对差别的临界值，比如1%，如果随网格大小 Δz 由某一小值，比如0.2 m，逐渐减小，计算所得不稳定扰动最大成长率的变化总小于所设定的相对差别临界值（1%），那么这样的剖面直接求解T-G方程所得结果是可信的，否则所得的结果是不可信

表 5.1: 可以直接求解T-G方程获得水体稳定性特征的7组流速与密度剖面所对应的最不稳定扰动的特征量. 其中 λ 和 kc_i 分别为最不稳定扰动的波长和生长率, N 是最不稳定扰动的流函数最大值所在深度处的浮性频率; $\tau = (kc_i)^{-1}$ 为最不稳定扰动生长的e-折周期, $T_b = 2\pi N^{-1}$ 为最不稳定扰动的流函数最大值所在深度处的浮性周期. 表中也同时列出了临界稳定性参数 Φ_c 以及水体的临界梯度Richardson数 Ri_c . 表中列出的15*为附录中讨论的hour-15跃层内的最不稳定扰动的特征量.

Hour	Mode	λ (m)	kc_i (s^{-1})	N (s^{-1})	τ/T_b	Φ_c	Ri_c
0	2	11.5	1.20×10^{-2}	4.6×10^{-3}	0.06	-0.83 ± 0.02	0.24 ± 0.05
8	3	31.5	6.1×10^{-3}	1.22×10^{-2}	0.32	-0.53 ± 0.03	0.09 ± 0.01
9	2	16.5	5.0×10^{-3}	8.3×10^{-3}	0.26	-0.46 ± 0.04	0.21 ± 0.03
12	2	39.0	4.7×10^{-3}	1.46×10^{-2}	0.50	-0.36 ± 0.03	0.25 ± 0.02
15	2	24.0	1.31×10^{-2}	1.40×10^{-2}	0.17	-0.69 ± 0.03	0.21 ± 0.02
15*	2	47.0	5.0×10^{-3}	8.9×10^{-3}	0.28	—	—
16	2	16.5	4.0×10^{-3}	1.09×10^{-2}	0.44	-0.42 ± 0.02	0.23 ± 0.02
24	3	23.0	5.3×10^{-3}	8.5×10^{-3}	0.25	-0.52 ± 0.02	0.12 ± 0.01

的. 计算结果表明, 包括§5.3已经详细分析的hour-15在内总共有7组剖面的稳定性特征可以通过直接求解T-G方程获得. 所得结果列于表5.1中.

如表5.1所示, 对于这7组剖面, 不稳定扰动的最大生长率为 $(0.4-1.31) \times 10^{-2} s^{-1}$, 对应的e-折周期 τ 为76–253 s, 约为最不稳定扰动流函数振幅最大值处浮性周期 $T_b = 2\pi/N$ 的(6–50)%. 因此, 扰动成长的周期小于水体中能够存在的内波的最小周期, 且显著小于相邻两组FLY剖面42–48 min的时间间隔.

这7组剖面所对应的临界稳定性参数 Φ_c 与临界梯度Richardson数 Ri_c 可以通过§5.3中的方法进行估计. 如表5.1所示, $|\Phi_c|$ 并不显著小于1, 因此水体并不处于临界稳定状态. 虽然对于其中的5组剖面, Ri_c 介于0.21和0.25之间, 考虑到估计中的误差, 它们与Miles–Howard临界值0.25之间的差别并不显著, 但其它2组剖面的 Ri_c 显著小于0.25.

对于其它15组不能直接通过求解T-G方程来获得水体稳定性特征的流速与密度剖面, 可以通过间接的方法估计水体的稳定性特征. 虽然对于这些组剖面最不稳定扰动的成长率 kc_i 并不随剖面网格大小 Δz 减小而逐渐收敛, 但我们发现如果将实测流速增大一定的倍数 Φ (> 0 , 其定义与§5.3中一致), 计算结果将随 Δz 的减小而逐渐收敛. 因此, 通过给定一系列 Φ 值, 可以获得水体最不稳定扰动的成长率 kc_i 与 Φ 的对应关系, 类似于§5.3中临界稳定性参数 Φ_c 的求解方

表 5.2: 其它15组流速与密度剖面对应的最不稳定扰动的特征量. 表中各变量的含义见表5.1中的说明.

Hour	Mode	λ (m)	kc_i (s^{-1})	N (s^{-1})	τ/T_b	Φ_c	Ri_c
1	2	42.0	2.4×10^{-3}	2.19×10^{-2}	1.45	-0.19 ± 0.01	0.01 ± 0.005
2	2	31.0	1.0×10^{-3}	1.81×10^{-2}	2.88	-0.10 ± 0.01	0.20 ± 0.03
3	—	—	0 (稳定)	—	—	0.06 ± 0.01	0.20 ± 0.02
4	—	—	0 (稳定)	—	—	0.41 ± 0.02	0.11 ± 0.01
5	1	37.5	0.4×10^{-3}	2.24×10^{-2}	8.92	-0.04 ± 0.01	0.24 ± 0.03
6	2	22.0	0.5×10^{-3}	1.23×10^{-2}	3.93	-0.06 ± 0.01	0.16 ± 0.02
7	—	—	0 (稳定)	—	—	0.21 ± 0.02	0.04 ± 0.01
10	1	29.0	0.5×10^{-3}	2.85×10^{-2}	9.08	-0.03 ± 0.01	0.07 ± 0.01
11	—	—	0 (稳定)	—	—	0.01 ± 0.01	0.09 ± 0.01
13	1	35.0	2.0×10^{-3}	9.4×10^{-3}	0.75	-0.32 ± 0.02	0.24 ± 0.02
14	—	—	0 (稳定)	—	—	0.22 ± 0.02	0.03 ± 0.01
17	—	—	0 (稳定)	—	—	0.00 ± 0.01	0.23 ± 0.02
21	2	42.0	2.0×10^{-3}	6.0×10^{-3}	0.48	-0.36 ± 0.02	0.22 ± 0.02
22	2	26.5	0.5×10^{-3}	1.23×10^{-2}	3.92	-0.10 ± 0.02	0.20 ± 0.02
17	—	—	0 (稳定)	—	—	0.14 ± 0.01	0.06 ± 0.01

法, $\Phi = 0$ (即实测流速) 对应的 kc_i 可以通过外插获得. 如图5.11(b)所示, 可以求得hour-6的 kc_i 为 $0.5 \times 10^{-3} s^{-1}$. 分析发现, 当 Φ 在0和1之间变化时, 所得最不稳定的波长与流函数振幅的垂直结构的变化并不显著, 因此可以由 Φ 较大时的结果求得实测流速与密度剖面对应的最不稳定的波长与流函数振幅. 由此间接方法所求得的这15组流速与密度剖面对应的稳定性特征如列于表5.2中.

5.4.2 与湍动能耗散率的比较

基于前面的分析结果, 我们在本节检验本章引言中所提出的假设: 水体最不稳定的特征量与湍动能耗散率 ε 存在机制性的联系. 如果用 δ 来表示某一介于0和1之间的小量, 那么在水体中满足 $|\phi(z)| \geq \delta$ 的深度范围内 (不妨记为 $[z_1, z_2]$) 不稳定扰动的振幅相对较大, 剪切不稳定 (如果发生了) 较为显著. 因此, 湍动能耗散率 ε 在此深度范围内的积分, 即 $E = \int_{z_1}^{z_2} \varepsilon dz$, 可以客观地表征水体不稳定扰动较为显著的深度范围内的湍流耗散. 如图5.12所示, 粗实杆标出了 δ

$= 0.2$ 时各时刻不稳定扰动显著的深度范围 $[z_1 z_2]$ 在水体中的位置. 随后的分析也发现由 $\delta = 0.2$ 来定义不稳定扰动显著的深度范围是合适的, 可以用来定量地检验水体不稳定特征与实测 ε 之间的机制性联系. 由图5.12可以看出, 在所有15个由线性理论预测会发生剪切不稳定的时刻, 大多数情况下由上述定义方式所确定的不稳定扰动显著深度范围的位置都在远离表、底边界的水体内部. 对于其它时刻, 比如hour-16, 稳定性分析所得出的最不扰动扰动的最大振幅在底边界层内, 而在介于 $z = 20$ m和 $z = 40$ m之间强湍流耗散明显存在的水体内部计算所得的不稳定扰动却并不显著, 我们采用类似于附录中关于hour-15时刻的分析方法来寻求扰动振幅在跃层内最为显著的不稳定扰动. 然而, 计算结果显示, 在这些时刻水体对扰动振幅在跃层内最为显著的小振幅扰动总是稳定, 即对于这样的扰动所计算出的扰动生长率 kc_i 总为0. 因此, 在下面的分析中, 我们采用表5.1和表5.2中列出的不稳定扰动的特征量来检验它们与实测 ε 之间的关系. 其中hour-15采用表5.1中hour-15*对应的结果.

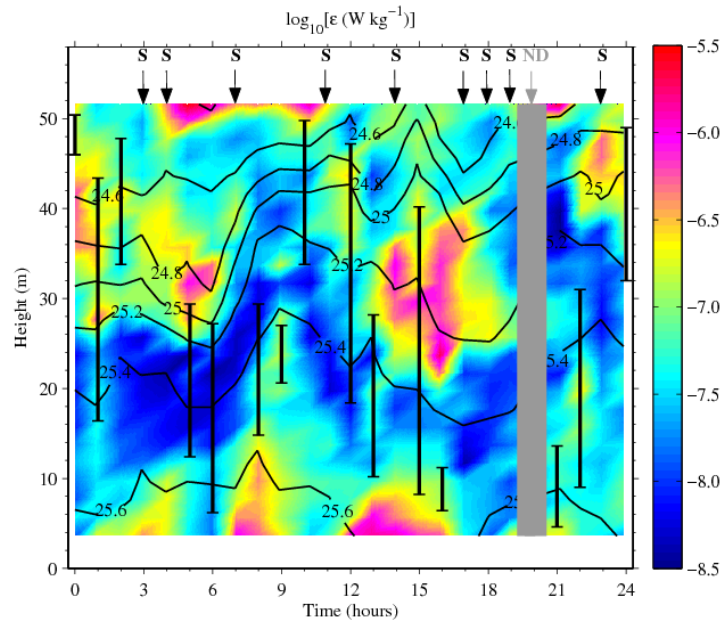


图 5.12: 湍动能耗散率 ε 的深度-时间变化图. 细实线为等势密度线, 粗实杆为 $\delta = 0.2$ 时各时刻不稳定扰动显著的深度范围 $[z_1 z_2]$. 对于hour-15, 粗实杆所示为附录中讨论的扰动振幅在跃层内最为显著的扰动的流函数的范围, 而对于其它时刻则为水体中最不扰动扰动的流函数的范围. 符号“S”及黑色箭头指示了水体处于稳定状态的10个时刻. Hour-20时刻没有数据, 在图中以阴影表示, 并注以“ND”及灰色箭头.

如图5.12所示, 不稳定扰动流函数的模态结构可以较好地刻画水体内部强

湍流耗散的发生. 然而, 为了验证上述假设, 我们需要定量地考察不稳定扰动的特征与实测湍动能耗散率 ε 之间的关系, 即: 不稳定扰动显著的深度范围内 ε 的积分 E 可以由不稳定扰动的生长率 kc_i 、波长 λ 以及不稳定扰动显著的深度范围 l ($\equiv z_2 - z_1$) 来表征吗?

分析发现, 当 δ 较小时, 不稳定扰动显著的深度范围 l 与不稳定扰动的波长 λ 的相关性非常高. 当 $\delta \leq 0.18$ 时, 两者的相关系数 $r \geq 0.82$ (95%置信区间为[0.53 0.94]), 当 $\delta \leq 0.34$ 时, $r \geq 0.66$ (95%置信区间为[0.22 0.88]). 所以, 对于小的 δ , 不稳定扰动的波长 λ 可以单独作为 E 参数化公式中的长度尺度, 而不需要同时引入 λ 和 l 来参数化因剪切不稳定而造成的强湍流. 因此, 对于小的 δ , 我们提出如下参数化公式

$$E_L = \varepsilon_* l + c_0 (kc_i)^{3-a} N^a \lambda^3 \quad (5.2)$$

其中, ε_* 表示一背景湍流, kc_i 为最不扰动生长的生长率, N 为最不扰动流函数振幅最大深度处的浮性频率, 各变量幂次的选取是为了保证公式中各项量纲上的一致. 值得注意的是, 梯度Richardson数 Ri , 或者说实际梯度Richardson数 Ri 与临界Richardson数 Ri_c 的差值 $Ri - Ri_c$ 或者临界稳定性参数 Φ_c 并没有包含在上述 E 的参数化公式中. 这是因为水体稳定性状态的信息已经蕴含在不稳定扰动生长率 kc_i 之中.

对于不同的 δ , 公式5.2中的三个未知参数 ε_* , c_0 及 a 可以通过拟合表5.1和5.2中的数据获得. 拟合结果表明, 当 $0.12 \leq \delta \leq 0.34$ 时, 所求得的 ε_* 和 a 随 δ 的变化很小. 但是随着 δ 逐渐增大, $\int_{z_1}^{z_2} \varepsilon dz$ 占水体内部湍流耗散的总积分, 定义为 $\int_{10m}^{47m} \varepsilon dz$, 的比例越来越小, 当 $\delta > 0.20$ 时, $\int_{z_1}^{z_2} \varepsilon dz$ 还不到 $\int_{10m}^{47m} \varepsilon dz$ 的一半. 同时, 考虑到公式5.2的提出建立在 l 与 λ 高度相关的基础上, 因此我们只给出 δ 较小时的拟合结果. 当 $0.12 \leq \delta \leq 0.34$ 时, 背景湍流 $\langle \varepsilon_* \rangle$ 为 $(6.72 \pm 0.22) \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$, 其中 $\langle \rangle$ 表示平均值 \pm 标准方差, $\langle a \rangle = 1.83 \pm 0.04$. 所求得 ε_* 的方差相对较小表明水体中的确存在一近似常数的背景湍流. 所得 a 的值表明, E 对浮性频率 N 的依赖比对不稳定扰动生长率 kc_i 的依赖还要强, 分别为1.8和1.2次幂. 这个结果支持Thorpe and Liu (2009)的如下猜想: 水体中小振幅扰动的生长率以及湍流的强度显著地受控于水体的层结状况. 由公式5.2的形式可以看出, c_0 应该随 δ 增大而逐渐减小, 但现有的数据无法给出具体的依赖关系.

5.5 本章小结与讨论

5.5.1 流动的稳定性的

在本章中，我们利用T-G方程研究了一典型层化强潮驱陆架海中水体的动力稳定性特征。分析结果显示，在所研究的一个周日内，水体大部分时间处于不稳定状态，水体中最小梯度Richardson数 Ri_{min} 小于Miles-Howard临界值0.25，但也有些时刻水体中 Ri 处处大于0.25，即水体是稳定的。水体的临界梯度Richardson数 Ri_c 在有些时刻非常接近通常所采用的Miles-Howard临界值0.25（比如hour-0, hour-5, hour-12等），但也有些时刻 Ri_c 显著小于0.25（比如hour-13）。在由Miles-Howard定理所判定的22组可能（注意到该定理只给出了剪切不稳定发生的必要条件，而非充分条件）发生剪切不稳定的流速与密度剖面中，有4组是非常稳定的，即 $\Phi_c > 0$ ，且 $|\Phi_c|$ 并不远小于1，有8组处于临界稳定性状态，即 $|\Phi_c| \ll 1$ ，有10组非常不稳定，即 $\Phi_c < 0$ ，且 $|\Phi_c|$ 并不远小于1。

水体中最不稳定扰动的波长为(11.5–44.2) m，约为水深的(20–72)%。虽然最不稳定扰动生长的e-折周期与最不稳定扰动振幅最大值深度处浮性周期 T_b 的比值在一个周日内的变化非常显著（变化范围为[0.06 9.08]），但 τ/T_b 在大多数情况下都很接近于1，一个周日内的中值为0.53。水体中最不稳定扰动的垂直结构一般为第二模态，其它为第一或第三模态。

5.5.2 不稳定扰动的增长率紧密联系于 ε 吗？

我们通过公式5.2检验了水体中不稳定扰动的特征与实测湍动能耗散率 ε 之间的联系。虽然当 $0.12 \leq \delta \leq 0.34$ 时由公式5.2所预报的 E_L 与实测 E 之间的相关系数可达0.75（95%置信区间为[0.39 0.91]），由公式5.2预报湍动能耗散率积分的相对误差可达3。相关系数的95%置信区的范围较大也表明两者较高的相关系数可能是由于比较的自由度太小。要想获得公式中三个未知参数的较好估计，需要更多的数据来拟合公式5.2。然而，由公式5.2预报 E 需要首先求解T-G方程来获得水体最不稳定扰动的增长率、波长以及流函数的垂直结构，因此公式5.2并不能提供一个由水体流速、密度剖面预报水体中湍动能耗散率的简单而有效的方法。此外，如图5.12所示，最不稳定扰动的流函数显著的深度范围与水体中强湍流耗散的深度范围并不总是一致。虽然水体中湍流的强度可能滞后于剪切不稳定的发生，但考虑到不稳定扰动的增长率相对较大，上述滞后不会太久，且肯定小于现有数据间1 hr的间隔。因此，基于现有数据无法检验湍动能耗散率与水体稳

定性之间可能的滞后.

5.5.3 新的 ε 参数化公式与其它公式相比较如何?

基于在新英格兰陆架海的观测资料, MacKinnon and Gregg (2003b, 2005b) 提出了如下湍动能耗散率 ε 的参数化公式:

$$\varepsilon_{MG} = \varepsilon_0 \left(\frac{N}{N_0} \right) \left(\frac{S_{lf}}{S_0} \right) \quad (5.3)$$

其中, N 为浮性频率, S_{lf} 为低频、低模态内波(比如内潮)导致的水体水平流速的垂直剪切, N_0 和 S_0 分别为参考浮性频率与参考剪切. 为了简便起见, S_0 与 N_0 均取为3 cph ($\equiv 5.2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$). 式中的 ε_0 可以通过拟合实际观测数据获得. 利用晚夏季节在新英格兰陆架海的观测资料, MacKinnon and Gregg (2003b) 给出 $\varepsilon_0 = 6.9 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$, 而拟合春季的观测资料则给出 $\varepsilon_0 = 1.1 \times 10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$, 两者相差近乎一倍. 对于这一差别, MacKinnon and Gregg并没有给出合理的解释. 相对于我们利用公式5.2预报湍动能耗散率时的最大相对误差3, 公式5.3的相对误差约为2-4(见MacKinnon and Gregg (2005b)的图11), 因此两者的误差水平基本相当.

通过分析湍动能耗散率 ε 在浮性频率 N 与剪切 S 平面中的分布可知, 本文所分析的Clyde海的资料类似于MacKinnon and Gregg的结果, 即 ε 可以近似由公式5.3来描述, 由此可以求出 $\varepsilon_0 = 1.5 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$. 这个值比MacKinnon and Gregg (2003b, 2005b) 所求得 ε_0 大一个量级还多. 同时注意到, Palmer et al. (2008) 利用在Celtic海的资料得出 $\varepsilon_0 = 4.4 \times 10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$, 比较接近于我们的结果, Sundfjord et al. (2007) 利用在Barents海边缘冰区的资料得出 $\varepsilon_0 = 4.5 \times 10^{-8} \text{ W kg}^{-1}$, 几乎比MacKinnon and Gregg的结果大两个量级. 因此, 虽然尚不清楚 ε 具体取决于什么物理过程, 各海区所得数值间的较大差异可能表明小尺度“测试波(test waves)”的能量密度(MacKinnon and Gregg 2003b)与研究站位处的水动力学状况及地形特征密切相关. 这在很大程度上限制了公式5.3的实用性.

如图5.3(c)所示, 由公式5.2求得的背景湍动能耗散率 ε_* 近似等于跃层内周日平均的湍动能耗散率, 而基于公式5.3所得的 ε_0 与周日平均的湍动能耗散率的最小值非常接近. 这可能揭示了公式5.2和公式5.3中两个湍动能耗散率常数间的物理差异: ε_* 表征了当跃层中没有剪切不稳定生时的湍流耗散水平, 而 ε_0 则可能表征低频内波(内潮)所附加于之上的平均流场所维持的低湍流耗散背景.

第六章 结论与展望

6.1 结论

利用在黄海与Clyde海两典型强潮驱陆架海中湍流混合的直接观测, 本文对强潮驱陆架海中湍流混合的特征及其机理进行了较为深入与系统的研究. 在本文所报道的观测中都采用了当今最先进的观测手段与资料分析方法, 获得了观测海域湍流混合特征的高质量观测, 因此在很大程度上丰富了人们对强潮驱陆架海中湍流混合特征的认识. 特别是在黄海, 这么系统、高质量的湍流混合观测, 尚属首次. 同时, 利用这些观测资料, 本文对强潮驱陆架海中湍流混合的产生机理进行了深入探讨, 揭示了控制强潮驱陆架海中湍流混合强度及其时空变化的关键物理过程, 检验了当今海洋数值模拟中采用的某些湍流混合参数化方法, 并提出了新的湍流参数化方案. 具体地讲, 本文主要获得了如下结论:

1、通过在弱层化季节对黄海两对比性站位(潮流类型分别为往复型与旋转型)处潮流结构与湍流混合特征的研究, 本文发现往复型与旋转型潮流中湍流混合特征显著不同. 在往复型潮流中, 水体不同深度处水平流速垂直剪切的位相基本一致, 随离底距离增大没有明显的滞后, 而在旋转型潮流中, 由海底摩擦作用于潮流而产生的流速强剪切由底部缓慢向上传播, 在位于南黄海、水深与潮流平均振幅分别为38 m与 0.35 m s^{-1} 的A1站, 剪切向上传播的相速度约为 6 m hr^{-1} . 在往复型潮流中, 由平均流速的对数剖面所估计出的海底摩擦速度与由实测高频流速直接计算的结果基本相当, 而在旋转型潮流中, 前者是后者的二倍. 分析表明, 潮流的旋转、由局地地形造成的型阻以及水体的弱层化可能是上述差异产生的原因. 在水体水平热盐结构不均匀的陆架海域, 潮流对不同性质水体的水平输运可能显著影响水体的湍流混合特征(如造成局部水体的垂直对流). 对实测湍动能耗散率、海底摩擦速度以及湍动能的比较分析表明, 经典的壁湍流理论以及湍封闭模型中经常采用的湍动能与其耗散率间的关系对于弱层化的往复型潮流是成立的, 而在旋转型潮流中, 壁湍流理论需要进行修正.

2、对层化季节黄海两对比性站位(分别位于中央海盆区与局地陆坡区)处层化、内波以及湍流混合特征的研究结果表明: 层化季节的陆架海水体一般呈现显著的三层热盐结构, 在水体近乎混合均匀的上混合层与潮流底边界层之间为强跃层; 近表层水体的湍流混合强度主要由海表浮力通量的日变化(夜间因海表垂直对流而产生强混合, 白天层结很稳定, 湍流混合很弱)与海表风强迫控制, 而在潮流底边界层内, 潮混合是水体热量、物质、动量与能量垂直通量

的主要机制；潮混合影响的深度由潮流大小决定，一般可达10–15 m，因此，在水深较深的区域，在跃层与潮混合所至深度范围的上界之间存在湍流混合非常弱的区域，这显著抑制了水体中物质的垂直通量，为物质垂直交换的瓶颈，而在水深较浅的区域，潮混合影响范围可至跃层底部，因此物质在跃层以下整个水体中混合非常均匀，当跃层内间歇性强混合发生时，可以产生显著的垂直物质通量；与弱层化季节类似，近底潮致强湍流耗散缓慢地向上传播，在黄海两观测站位处，湍动能耗散率向上传播的相速度为5–6 m hr⁻¹，受其影响，底下不同深度处垂直湍扩散系数也表现出类似的位相差异，且二者均随时间呈现四分之一周日周期的变化；在地形较为平坦的中央海盆区，内波活动非常微弱，因此跃层内湍流混合非常弱，垂直扩散系数为分子扩散水平，跨跃层物质通量受到显著抑制，而在地形变化较为显著的局地陆坡区，内波活动非常活跃，除内潮的影响外，高频内波与内孤立波的影响也很显著，因此跃层内存在很强的间歇性强混合，内孤立波存在的区域，水体湍流混合显著增强，可提高一个量级。

3、本文利用剪切不稳定的线性理论（即Taylor–Goldstein方程）对强层化强潮驱陆架中水体动力稳定性的研究结果显示：一般来讲水体并不处于一些研究者（e.g., van Haren et al. 1999; Rippeth et al. 2005; Rippeth 2005）所认为的临界稳定性状态，而可能是非常不稳定或很稳定；虽然强潮驱陆架海中实际流动所对应的临界梯度Richardson数有时非常接近Miles–Howard临界值0.25，但在很多情况下其显著小于0.25；水体中最不稳定扰动生长的e-折周期与最不稳定扰动最显著处的浮性周期相当，水体中小振幅扰动的生长率以及湍流混合强度显著地受控于水体的层结状况；水体湍流混合特征与剪切不稳定性之间存在着机制性联系，可以由不稳定扰动的特征量来参数化湍动能耗散率。

6.2 展望

利用湍流参数的直接观测，本文对强潮驱陆架海中的湍流混合特征及其机理进行了较为深入与系统的研究。但必须指出的是，受观测资料的限制，本文的研究工作还只是初步的探讨。这主要体现在：1、虽然本文的研究表明，旋转型与往复型潮流对近底小尺度过程的影响显著不同，但要定量地探讨潮流旋转对潮致湍流混合的影响，必须选择水深、平均潮流振幅等特征量基本相当，而潮流类型显著不同，即分别为旋转型与往复型潮流或同为旋转型潮流但椭圆率显著不同的站位进行对比。在本文中，用来作对比分析的两站位水深与潮流振幅都

显著不同，因此无法确定湍流混合特征显著差异的主要原因是潮流的旋转还是其它因素；2、正如本文第一章中所指出的，在跃层内，内潮与近惯性内波可能是跃层内流速剪切的主要来源，也因此控制着跃层内的间歇性强混合，但由于本文所利用资料的长度仅为一个周日，无法分辨近惯性运动。

受观测资料长度的限制，陆架海中湍流混合的研究工作还大多局限在对其潮内变化特征的探讨，而对其在更长时间尺度上的变化，如在大小潮内的演化过程，我们还知之甚少。因此，对陆架海中湍流混合做更长时间的观测非常必要。要对陆架海中湍流混合进行较长期的观测，必须充分发挥ADV与ADCP（如通过方差方法估计雷诺应力、湍动能生成以及垂直湍粘性系数的垂直剖面）等声学多普勒仪器的作用。相对于相对规则的内潮而言，目前对近惯性内波及其对跃层内间歇性强混合作用的研究还很有限，因此，研究陆架海内近惯性内波的特征及其产生与消衰机制应该是今后陆架海湍流混合研究的一个重点。此外，以过程研究为目的的（垂直）一维或三维数值模拟与高质量外海观测的有效结合将会使陆架海中湍流混合的研究取得显著进展。正如本文第一章所指出的，虽然以湍动能耗散率为基本观测量的海洋湍流能量学近年来取得了显著的进展，但对于湍流混合效率的认识还主要依赖于数值模拟与实验室试验，因此，对湍流混合效率的研究（比如通过直接观测浮力或物质通量）应该是当前海洋湍流混合研究的一个重要任务。

附录A 边界位置的选取对稳定性分析结果的影响 与局地扰动的生长率

我们在此附录中通过三个控制实验来研究稳定性分析中上、下边界位置的选取对计算结果的影响：实验A—将上边界从 $z = 51.6$ m处移到 $z = 44.0$ m，保持下边界在 $z = 3.6$ m不变；实验B—将下边界从 $z = 3.6$ m移到 $z = 10$ m，保持上边界在 $z = 51.6$ m不变；实验C—将下边界移到 $z = 16$ m，保持上边界在 $z = 51.6$ m。所用数据为hour-15时刻的浮性频率剖面与流速在 $\alpha = -60^\circ$ 方向上的投影。如图5.10(b)所示，对于实验A来讲，上边界的下移减小了水体中高方向梯度Richardson数 Ri_α 的深度范围，并没有影响到水体中 Ri_α 小于0.25的区域，而对于实验B和C来讲，下边界的上移则依次去掉了位于水体下部的两个 Ri_α^{-1} 小于0.25的区域。

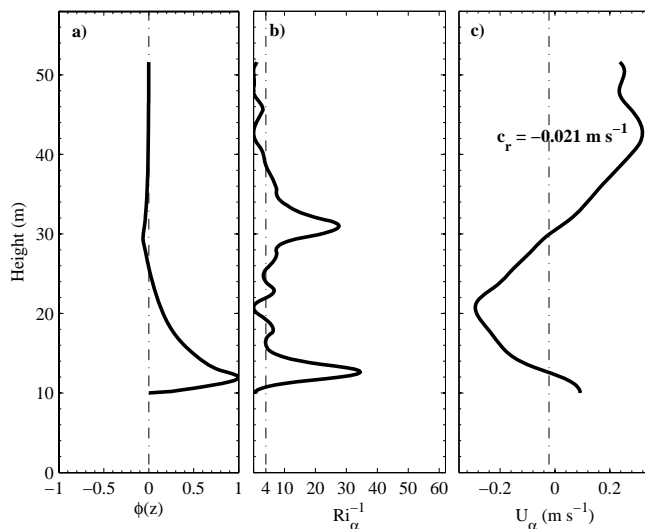


图 A.1: 实验A所对应的剖面：(a) 最不扰动扰动的振幅 $\phi(z)$ ；(b) 方向梯度Richardson数的倒数 Ri_α^{-1} ；(c) 流速 U_α 。

计算结果显示，对于实验A来讲，结果与不移动边界所得的结果几乎没有差别，表明我们在第五章稳定性分析计算中所采用的边界位置是合适的。对于实验B来讲（图A.1），边界的移动使得计算区域不包括位于 $z = 5.6$ m附近的低 Ri_α 区域。计算所得扰动的最大生长率有原来的 $1.31 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ 减小为 $0.80 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，最不扰动扰动的相速度 c_r 为 -0.0021 m s^{-1} ，对应的临界深度为 $z = 12.6$ m和 30.0 m。最不扰动扰动的流函数任然保持为第二模态，但是流函数的最大值

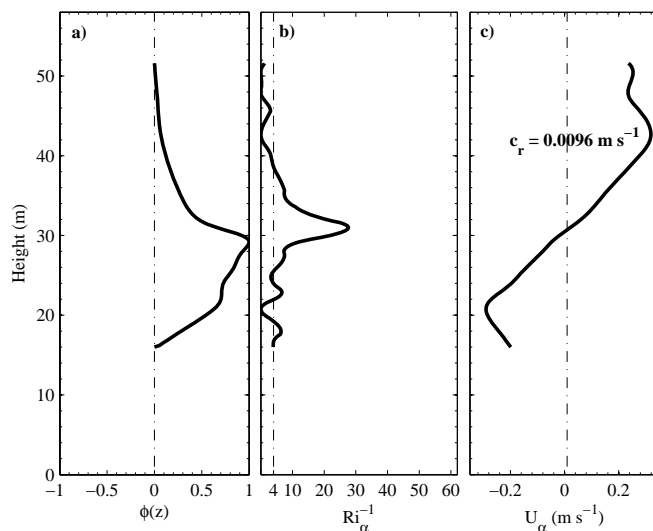


图 A.2: 实验B所对应的剖面: (a) 最不稳定扰动的振幅 $\phi(z)$; (b) 方向梯度Richardson数的倒数 Ri_{α}^{-1} ; (c) 流速 U_{α} .

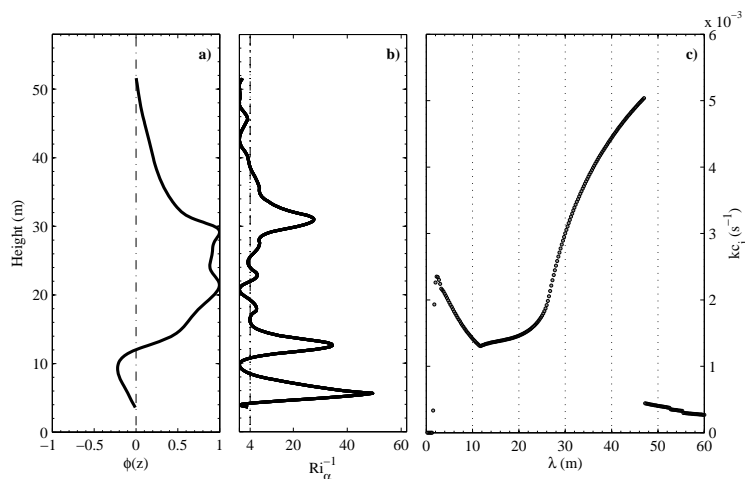


图 A.3: 主要发生在跃层附近的最不稳定扰动所对应的各参数: (a) 振幅 $\phi(z)$; (b) 方向梯度Richardson数的倒数 Ri_{α}^{-1} ; (c) 生长率 kc_i 随波长 λ 的分布.

发生在 $z = 12.0$ m, 接近于 Ri_{α}^{-1} 的最小值所在的深度(比较图A.1(a),(b)). 流函数振幅的另一个极值在 $z = 29.6$ m, 也接近于 Ri_{α} 的一个极小值. 最不稳定扰动的波长为28.25 m. 对于实验C(图A.2)来讲, 边界位置的移动使得只剩下位于 $z = 31$ m附近的 Ri_{α} 的低值区. 计算所得最不稳定扰动为第一模态, 且最大值位于 $z = 29.2$ m, 在 Ri_{α} 的最小值附近. 最不稳定扰动的生长率为 $0.40 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$, 对应的e-折周期为211.9 s, 波长为60.5 m, 相速度为 0.0097 m s^{-1} , 临界深度为 $z = 30.8$ m.

基于上述实验结果，我们可以获得如下结论：a) 由于在上边界附近的水体中 Ri_α 总大于Miles-Howard临界值0.25，稳定性分析的结果对上边界位置的选取并不敏感；b) 水体的动力不稳定性主要有水体中位于 $z = 5.6$ m, 12.6 m以及31 m附近的 Ri_α 的三个低值区决定，且扰动的最大振幅在近底两个 Ri_α 极小值所在深度附近。然而，必须注意的是，近底两个低 Ri_α 区都位于底边界层内，因此该区域的湍流强度主要由底摩擦造成的强湍流耗散控制，而非局地的剪切不稳定。考虑到本章的研究目标是建立剪切不稳定与水体中湍流强度的机制性联系，在计算中包括近底低 Ri_α 区域是不合适的。由图A.2可以看出，如果计算中不包括近底两个低 Ri_α 区域，那么最不稳定扰动将主要发生在跃层附近的低 Ri_α 区域。

因此，我们不禁要问：存在主要发生在跃层附近的不稳定扰动吗？这个问题很重要，因为我们希望检验并建立起（如果存在的话）水体剪切不稳定与水体中湍流强度的机制性联系。如图A.3所示为计算所得主要发生在跃层附近的最不稳定扰动的特征。最不稳定扰动的生长率为 $0.50 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ 。垂直结构上为第二模态，振幅的两个极值分别位于 $z = 29.6$ m和9.2 m处。最不稳定扰动的波长为47.0 m，相速度为 0.0156 m s^{-1} ，且临界深度为 $z = 6.0$ m, 12.2 m和30.8 m（图5.10(c)）。

参考文献

- [1] 周磊, 田纪伟, 张效谦. 东海陆架破折处小尺度过程观测. 科学通报, 2005, 50 (16): 1784~1788.
- [2] Alpers, W., M.-X. He, K. Zeng, et al. The distribution of internal waves in the East China Sea and the Yellow Sea studied by multi-sensor satellite images. Proceedings of 2005 International Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2005, IEEE International 7: 4784~4787.
- [3] Arneborg, L. Mixing efficiencies in patchy turbulence. Journal of Physical Oceanography, 32 (5): 1496~1506.
- [4] Barenblatt, G. I., and G. S. Golitsyn. Local structure of mature dust storms. Journal of the Atmospheric Sciences, 1974, 31 (7): 1917~1933.
- [5] Bowden, K. F. The physical oceanography of coastal waters. W. Sussex: Ellis Horwood Ltd., 1983. 302 pp.
- [6] Burchard, H., K. Bolding, T. P. Rippeth, et al. Microstructure of turbulence in the Northern North Sea: A comparative study of observations and model simulations. Journal of Sea Research, 2002, 47 (3~4), 223~238.
- [7] Burchard, H., P. D. Craig, J. R. Gemmrich, et al. Observational and numerical modeling methods for quantifying coastal ocean and turbulence. Progress in Oceanography, 2008, 76 (4): 399~442.
- [8] Businger, J., J. Wyngaard, Y. Izumi, et al. Flux-Profile Relationships in the atmospheric surface layer. Journal of Atmospheric Science, 1971, 28 (2): 181~189.
- [9] Cheng, R. T., C. H. Ling, and J. W. Gartner. Estimates of bottom roughness length and bottom shear stress in South San Francisco Bay, California. Journal of Geophysical Research, 1999, 104 (C4): 7715~7728.
- [10] Chriss, T. M., and D. R. Caldwell. Evidence for the influence of form drag on bottom boundary layer flow. Journal of Geophysical Research, 1982, 87 (C6): 4148~4154.
- [11] Craig, P. D., and M. L. Banner. Modeling wave-enhanced turbulence in the ocean surface layer. Journal of Physical Oceanography, 1994, 24 (12): 2546~2559.
- [12] Dewey, R. K., and G. B. Crawford. Bottom stress estimates from vertical dissipation rate profiles on the continental shelf. Journal of Physical Oceanography, 1988, 18 (8): 1167~1177.
- [13] Diamessis, P. J., and L. G. Redekopp. Numerical investigation of solitary internal wave-induced global instability in shallow water benthic boundary layers. Journal of Physical Oceanography, 2006, 36 (5): 784~812.
- [14] Dickey, T. D., and A. J. Williams III. Interdisciplinary ocean process studies on the New England shelf. Journal of Geophysical Research, 2001, 106 (C5): 9427~9434.

- [15] Dillon, T. M. Vertical overturns: a comparison of Thorpe and Ozmidov length scales. *Journal of Geophysical Research*, 1982, 87 (C12): 9601~9613.
- [16] Doron, P. K., L. Bertuccioli, J. Katz, et al. Turbulence characteristic and dissipation estimates in the coastal ocean bottom boundary layer from PIV data. *Journal of Physical Oceanography*, 2001, 31 (8): 2108~2134.
- [17] Egbert, G. D., and R. D. Ray. Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data. *Nature*, 2000, 405 (15): 775~778.
- [18] Elliott, A. J. The boundary layer character of tidal currents in the eastern Irish Sea. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 2002, 55 (3): 465~480.
- [19] Fedorov, K. N. *The thermohaline finestructure of the ocean*. Oxford: Pergamon Press, 1978. 170 pp.
- [20] Fisher, N. R., J. H. Simpson, and M. J. Howarth. Turbulent dissipation in the Rhine ROFI forced by tidal flow and wind stress. *Journal of Sea Research*, 2002, 48 (4): 249~258.
- [21] Foster, D. L., R. A. Beach, and R. A. Holman. Field observations of the wave bottom boundary layer. *Journal of Geophysical Research*, 2000, 105 (C8): 19,634~19,647.
- [22] Friedrichs, C. T., and L. D. Wright. Sensitivity of bottom stress and bottom roughness estimates to density stratification, Eckernford Bay, southern Baltic Sea. *Journal of Geophysical Research*, 1997, 102 (C3): 5721~5732.
- [23] Fugate, D. C., and R. J. Chant. Near-bottom shear stresses in a small, highly stratified estuary. *Journal of Geophysical Research*, 2005, 110 (C03022), doi:10.1029/2004JC002563.
- [24] Gargett, A. E. Vertical eddy diffusivity in the ocean interior. *Journal of Marine Research*, 1984, 42 (2): 359~393.
- [25] Gargett, A. E. Observing turbulence with a modified acoustic Doppler current profiler. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 1994, 11 (6): 1592~1610.
- [26] Gargett, A. E. Velcro measurement of turbulence kinetic energy dissipation rate. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 1999, 16 (12): 1973~1993.
- [27] Gregg, M. C. Scaling turbulent dissipation in the thermocline. *Journal of Geophysical Research*, 1989, 94 (C7): 9686~9698.
- [28] Gregg, M. C., T. B. Sanford, and D. P. Winkel. Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. *Nature*, 2003, 422: 513~515.
- [29] Green, J. A. M., J. H. Simpson, S. Legg, et al.. Internal waves, baroclinic energy fluxes, and mixing at the European shelf edge. *Continental Shelf Research*, 2008, 28 (7): 937~950.
- [30] Guo, X., and T. Yanagi. Three-dimensional structure of tidal current in the East China Sea and the Yellow Sea. *Journal of Oceanography*, 1998, 54 (6): 651~668.
- [31] Hazel, P. Numerical studies of the stability of inviscid stratified shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 1972, 51 (1): 39~61.

- [32] Holloway, P. E., P. G. Chatwin, and P. Craig. Internal tide observations from the Australian North West Shelf in summer 1995. *Journal of Physical Oceanography*, 2001, 31 (5): 1182~1199.
- [33] Howard, L. N. Note on a paper by John W. Miles. *Journal of Fluid Mechanics*, 1961, 10 (4): 509~512.
- [34] Howard, L. N., and S. A. Maslowe. Stability of stratified shear flows. *Boundary Layer Meteorology*, 1973, 4 (1~4): 511~523.
- [35] Howarth, M. J., J. H. Simpson, J. Sündermann, et al. Process of vertical exchange in shelf seas (PROVASS). *Journal of Sea Research*, 2002, 47 (3~4): 199~208.
- [36] Howarth, M. J., and A. J. Souza. Reynolds stress observations in continental shelf seas. *Deep-Sea Research II*, 2005, 52 (9~10): 1075~1086.
- [37] Hsu, M. K., A. K. Liu, and C. Liu. A study of internal waves in the China Seas and Yellow Sea using SAR. *Continental Shelf Research*, 2000, 20 (4): 389~410.
- [38] Ivey, G. N., K. B. Winters, and J. R. Koseff. Density stratification, turbulence, but how much mixing? *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2008, 40: 169~184.
- [39] Kang, S. K., M. G. G. Foreman, H.-J. Lie, et al. Two-layer tidal modeling of the Yellow and East China Seas with application to seasonal variability of the M_2 tide. *Journal of Geophysical Research*, 2002, 107 (C3), 3020, doi:10.1029/2001JC000838.
- [40] Kantha, L. H., and C. A. Clayson. *Small scale processes in geophysical fluid flows*. San Diego: Academic Press, 2000. 888 pp.
- [41] Kelley, D. E., H. J. S. Fernando, A. E. Gargett, et al. The diffusive regime of double-diffusive convection. *Progress in Oceanography*, 2003, 56 (3): 461~481.
- [42] Kim, S.-C., C. T. Friedrichs, J. P.-Y. Maa, et al. Estimating bottom stress in tidal boundary layer from Acoustic Doppler Velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering*, 2000, 126 (6): 399~406.
- [43] Knauss, J. A. *Introduction to physical oceanography* (2nd edition). New Jersey: Pearson Prentice-Hall Inc, 2000. 309 pp.
- [44] Kolmogorov, A. N. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluids at very large Reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 1941, 30: 301~305 (Reprinted in: *Proceedings of the Royal Society of London A*, 1991, 434: 9~13).
- [45] Kundu, P. K., and I. M. Cohen. *Fluid Mechanics* (2nd edition). San Diego: Academic Press, 2002. 730 pp.
- [46] Kunze, E. A., A. J. Williams III, and M. G. Briscoe. Observations of shear and vertical stability from a neutrally buoyant float. *Journal of Geophysical Research*, 1990, 95 (C10): 18,127~18,142.
- [47] Lee, J. C., and K. T. Jung. Application of eddy viscosity closure models for the M_2 tide and

- tidal currents in the Yellow Sea and East China Sea. *Continental Shelf Research*, 1999, 19 (4): 445~475.
- [48] Lee, J. H., I. Lozovatsky, S.-T. Jang, et al. Episodes of nonlinear internal waves in the northern East China Sea. *Geophysical Research Letter*, 2006, 33 (L18601), doi:10.1029/2006GL027136.
- [49] Li, M. Z. Direct skin friction measurements and stress partitioning over movable sand ripples. *Journal of Geophysical Research*, 1994, 99 (C1): 791~799.
- [50] Liu, Z., H. Wei, G. Liu, et al. Simulation of water exchange in Jiaozhou Bay by average residence time approach. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 2004, 61 (1): 25~35.
- [51] Lohrmann, A., B. Hackett, and L. P. Roed. High resolution measurements of turbulence, velocity, and stress using a pulse-to-pulse coherent sonar. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 1990, 7 (1): 19~37.
- [52] Lorke, A., and A. Wüest. Application of coherent ADCP for turbulence measurements in the bottom boundary layer. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2005, 22 (11): 1821~1828.
- [53] Lorke A., L. Umlauf, T. Jonas, et al. Dynamics of turbulence in low-speed oscillating bottom-boundary layers of stratified basins. *Environmental Fluid Mechanics*, 2002, 2 (4): 291~313.
- [54] Lozovatsky, I. D., T. M. Dillon, A. Yu. Erofeev, et al. Variations of thermohaline structure and turbulent mixing on the Black Sea shelf at the beginning of autumn cooling. *Journal of Marine Systems*, 1999, 21 (1~4): 255~282.
- [55] Lozovatsky, I. D., and H. J. S. Fernando. Turbulent mixing on a shallow shelf of the Black Sea. *Journal of Physical Oceanography*, 2002, 32 (3): 945~956.
- [56] Lozovatsky, I., E. Roget, H. J. S. Fernando, et al. Sheared turbulence in a weakly-stratified upper ocean. *Deep-Sea Research I*, 2006, 53 (2): 387~407.
- [57] Lu, Y., and R. G. Lueck. Using a broadband ADCP in a tidal channel. Part II: Turbulence. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 1999, 16 (11) 1568~1579.
- [58] Lueck, R. L., and Y. Lu. The logarithmic layer in a tidal channel. *Continental Shelf Research*, 1997, 17 (14): 1785~1801.
- [59] MacKinnon, J. A., and M. C. Gregg. Shear and baroclinic energy flux on the Summer New England Shelf. *Journal of Physical Oceanography*, 2003a, 33 (7): 1462~1475.
- [60] MacKinnon, J. A., and M. C. Gregg. Mixing on the late-summer New England Shelf – solibores, shear and stratification. *Journal of Physical Oceanography*, 2003b, 33 (7): 1476~1492.
- [61] MacKinnon, J. A., and M. C. Gregg. Near-Inertial waves on the New England Shelf: the role of evolving stratification, turbulent dissipation, and bottom drag. *Journal of Physical*

- Oceanography, 2005a, 35 (12): 2408~2424.
- [62] MacKinnon, J. A., and M.C. Gregg. Spring mixing on the New England Shelf. *Journal of Physical Oceanography*, 2005b, 35 (12): 2425~2443.
- [63] Matsuno, T., J.-S. Lee, M. Shimizu, et al. Measurements of the turbulent energy dissipation rate ε and an evaluation of the dispersion process of the Changjiang Diluted Water in the East China Sea. *Journal of Geophysical Research*, 2006, 111 (C11S09), doi:10.1029/2005JC003196.
- [64] Mellor, G. L., and T. Yamada. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 1982, 20 (4): 851~875.
- [65] Miles, J. W. On the stability of heterogeneous shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 1961, 10 (4): 496~508.
- [66] Miles, J. W., and L. N. Howard. Note on a heterogeneous shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 1964, 20 (2): 331~336.
- [67] Monin, A. S., and A. M. Yaglom. *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*, Volume 1. Cambridge: MIT Press, 1971. 782 pp.
- [68] Monin, A. S., and A. M. Yaglom. *Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence*, Volume 2. Cambridge: MIT Press, 1975. 874 pp.
- [69] Monserrat, S., and A. J. Thorpe. Use of ducting theory in an observed case of gravity waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1996, 53 (12): 1724~1736.
- [70] Moum, J. N., A. Perlin, J. M. Klymak, et al. Convectively driven mixing in the bottom boundary layer. *Journal of Physical Oceanography*, 2004, 34 (10): 2189~2202
- [71] Muller-Karger, F. E., R. Varela, R. Thunell, et al. The importance of continental margins in the global carbon cycle. *Geophysical Research Letter*, 2005, 32 (L01602), doi:10.1029/2004GL021346.
- [72] Nasmyth, P. W. *Oceanic turbulence: [PhD dissertation]*. Vancouver: University of British Columbia, 1970.
- [73] Nidzieko, N. J., D. A. Fong, and J. L. Hensch. Comparison of Reynolds Stress Estimates Derived from Standard and Fast-Ping ADCPs. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2006, 23 (6): 854~861.
- [74] Nimmo Smith, W. A. M. A submersible three-dimensional particle tracking velocimetry system for flow visualization in the coastal ocean. *Limnology and Oceanography: Methods*, 2008, 6: 96~104
- [75] Nimmo Smith, W. A. M., P. Atsavapranee, J. Katz, et al. PIV measurements in the bottom boundary layer of the coastal ocean. *Experiments in Fluids*, 2002, 33 (6): 962~971.
- [76] Nimmo Smith, W. A. M., J. Katz, and T. R. Osborn. On the structure of turbulence in the bottom boundary layer of the coastal ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 2005, 35 (1):

72~93.

- [77] Navrotsky, V. V., I. D. Lozovatsky, E. P. Pavlova, et al. Observations of internal waves and thermocline splitting near a shelf break of the Sea of Japan (East Sea). *Continental Shelf Research*, 2004, 24 (12): 1375~1395.
- [78] Osborn, T. R. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 1980, 10 (1): 83~89.
- [79] Palmer, M. R., T. P. Rippeth, and J. H. Simpson. An investigation of internal mixing in a seasonally stratified shelf sea. *Journal of Geophysical Research*, 2008, 113 (C12005), doi:10.1029/2007JC004531.
- [80] Pardyjak, E. R., P. Monti, and H. J. S. Fernando. Flux Richardson number measurements in stable atmospheric shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002, 459: 307~316.
- [81] Perlin, A., J. N. Moum, J. M. Klymak, et al. A modified law-of-the-wall applied to oceanic bottom boundary layers. *Journal of Geophysical Research*, 2005, 110 (C10S10), doi:10.1029/2004JC002310.
- [82] Polzin, K. L., J. M. Toole, and R. W. Schmitt. Finescale parameterizations of turbulent dissipation. *Journal of Physical Oceanography*, 1995, 25 (3): 306~328.
- [83] Prandle, D. The vertical structure of tidal currents and other oscillatory flows. *Continental Shelf Research*, 1982, 1 (2): 191~207.
- [84] Qiao, F., Y. Yuan, Y. Yang, et al. Wave-induced mixing in the upper ocean: Distribution and application in a global ocean circulation model. *Geophysical Research Letter*, 2004, 31 (L11303), doi:10.1029/2004GL019824.
- [85] Rippeth, T. P. Mixing in seasonally stratified shelf seas: a shifting paradigm. *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 2005, 363: 2837~2854.
- [86] Rippeth, T. P., N. R. Fisher, and J. H. Simpson. The cycle of turbulent dissipation in the presence of tidal straining. *Journal of Physical Oceanography*, 2001, 31 (8): 2458~2471.
- [87] Rippeth, T. P., and M. E. Inall. Observations of the internal tide and associated mixing across the Malin Shelf. *Journal of Geophysical Research*, 2002, 107 (C4), 3028, doi:10.1029/2000JC00076.
- [88] Rippeth, T. P., M. R. Palmer, J. H. Simpson, et al. Thermocline mixing in summer stratified continental shelf seas. *Geophysical Research Letters*, 2005, 32 (L05602), doi:10.1029/2004GL022104.
- [89] Rippeth, T. P., J. H. Simpson, E. Williams, et al. Measurement of the rates of production and dissipation of turbulent kinetic energy in an energetic tidal flow: Red Wharf Bay revisited. *Journal of Physical Oceanography*, 2003, 33 (9): 1889~1901.
- [90] Roget, E., I. Lozovatsky, X. Sanchez, et al. Microstructure measurements in natural waters: methodology and applications. *Progress in Oceanography*, 2006, 70 (2~4): 126~148.

- [91] Sakamoto, K., and K. Akitomo. Instabilities of the tidally induced bottom boundary layer in the rotating frame and their mixing effect. *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 2006, 41 (3~4): 191~211.
- [92] Sandstrom, H., and N. Oakey. Dissipation in internal tides and solitary waves. *Journal of Physical Oceanography*, 1995, 25 (4): 604~614.
- [93] Sanford, T. S., and R.-C. Lien. Turbulent properties in a homogeneous tidal boundary layer. *Journal of Geophysical Research*, 1999, 104 (C1): 1245~1257.
- [94] Schlichting, H. *Boundary Layer Theory* (6th edition). New York: McGraw-Hill, 1962. 744 pp.
- [95] Sharples, J., C. M. Moore, and E. R. Abraham. Internal tide dissipation, mixing, and vertical nitrate flux at the shelf edge of NE New Zealand. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106 (C7): 14,069~14,081.
- [96] Sharples, J., J. F. Tweddle, J. A. M. Green, et al. Spring-neap modulation of internal tide mixing and vertical nitrate fluxes at a shelf edge in summer. *Limnology and Oceanography*, 2007, 52 (5): 1735~1747.
- [97] Shaw, W. J., J. H. Trowbridge, and A. J. Williams. Budgets of turbulent kinetic energy and scalar variance in the continental shelf bottom boundary layer. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106 (C5): 9551~9564.
- [98] Simpson, J. H., C. M. Allen, and N. C. G. Morris. Front on the continental shelf. *Journal of Geophysical Research*, 1978, 83 (C9): 4607~4614.
- [99] Simpson, J. H., H. Burchard, N. R. Fisher, et al. The semi-diurnal cycle of dissipation in a ROFI: model-measurement comparisons. *Continental Shelf Research*, 2002, 22 (11~13): 1615~1628.
- [100] Simpson, J. H., W. R. Crawford, T. P. Rippeth, et al. The vertical structure of turbulent dissipation in shelf seas. *Journal of Physical Oceanography*, 1996, 26 (8): 1579~1590.
- [101] Simpson, J. H., J. A. M. Green, T. P. Rippeth, et al. The structure of dissipation in the western Irish Sea front. *Journal of Marine Systems*, 2009, *in press*.
- [102] Simpson, J. H., and J. Hunter. Fronts in the Irish Sea. *Nature*, 1974, 250: 404~406.
- [103] Simpson, J. H., T. P. Rippeth, and A. R. Campbell. The phase lag of turbulent dissipation in tidal flow. In: Yanagi T., eds. *Interaction between Estuaries, Coastal Seas and Shelf Seas*. Tokyo: TERRAPUB, 2000. 57~67.
- [104] Simpson, J. H., and J. P. Tinker. A test of the influence of tidal stream polarity on the structure of turbulent dissipation. *Continental Shelf Research*, 2009, 29 (1): 320~332.
- [105] Smith, J. D., and S. R. McLean. Spatially averaged flow over a wavy surface. *Journal of Geophysical Research*, 1977, 82 (12): 1735~1746.
- [106] Smyth, W. D., and J. N. Moum. Three-dimensional (3D) turbulence. In: Steele J. H., Thorpe S. A., and Turekian K. K., eds. *Encyclopedia of Ocean Sciences*. San Diego:

- Academic Press, 2001. 2947~2955.
- [107] Soulsby, R. Selecting record length and digitization rate for near-bed turbulence measurements. *Journal of Physical Oceanography*, 1980, 10 (2): 208~219.
- [108] Soulsby, R. L. The bottom boundary layer of shelf seas. In: Johns B., eds. *Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas*, 35, Elsevier Oceanography Series. Amsterdam: Elsevier, 1983. 189~266.
- [109] Sreenivasan, K. R. On the universality of the Kolmogorov constant. *Physics of Fluids*, 1993, 7 (11): 2778~2784.
- [110] Stacey, M. T., S. G. Monismith, and J. R. Burau. Measurements of Reynolds stress profiles in unstratified tidal flow. *Journal of Geophysical Research*, 1999, 104 (C5): 10,933~10,949.
- [111] Stapleton, K. R., and D. A. Huntley. Seabed stress determination using the inertial dissipation method and the turbulent kinetic energy method. *Earth Surface Processes and Landforms*, 1995, 20 (9): 807~815.
- [112] Stips, A. Dissipation measurements: theory. In: Baumert H., Simpson J. H., and Suendermann J., eds. *Marine turbulence: theories, observations and methods*. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 115~126.
- [113] Stips, A., and H. Prandke. Recommended algorithm for dissipation rate calculation within PROVESS. PROVESS Report, 2000. 17 pp.
- [114] Strang, E. J., and H. J. S. Fernando. Vertical mixing and transports through a stratified shear layer. *Journal of Physical Oceanography*, 2001, 31 (8): 2026~2048.
- [115] Stigebrandt, A., and J. Aure. Vertical mixing in basin waters of fjords. *Journal of Physical Oceanography*, 1989, 19 (7): 917~926.
- [116] Sun, C. J., W. D. Smyth, and J. N. Moum. Dynamic instability of stratified shear flow in the upper equatorial Pacific. *Journal of Geophysical Research*, 1998, 103 (C5): 10,323~10,337.
- [117] Sundfjord, A., I. Fer, Y. Kasajima, et al. Observations of turbulent mixing and hydrography in the marginal ice zone of the Barents Sea. *Journal of Geophysical Research*, 2007, 112 (C05008), doi:10.1029/2006JC003524.
- [118] Telford, J. W., and J. A. Businger. Comments on "Von Karman's constant in atmospheric boundary layer flow: Reevaluated". *Journal of the Atmospheric Sciences*, 1986, 43 (19): 2127~2130.
- [119] Testik, F. Y., S. I. Voropayev, S. Balasubramanian, et al. Self-similarity of asymmetric sand-ripple profiles formed under nonlinear shoaling waves. *Physics of Fluids*, 2006, 18 (108101), doi: 10.1063/1.2362859.
- [120] Thorpe, S. A. Turbulence and mixing in a Scottish Loch. *Philosophical Transactions for*

- the Royal Society A, 1977, 286 (1334): 125~181.
- [121] Thorpe, S. A. On the breaking of internal waves in the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 1999, 29 (9): 2433~2441.
- [122] Thorpe, S. A. Recent developments in the study of ocean turbulence. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 2004, 32: 91~109.
- [123] Thorpe, S. A. *The turbulent ocean*. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. 485 pp.
- [124] Thorpe, S. A., J. A. M. Green, J. H. Simpson, et al. Boils and turbulence in a weakly stratified shallow tidal sea. *Journal of Physical Oceanography*, 2008, 38 (8): 1711~1730.
- [125] Thorpe, S. A., and Z. Liu. Marginal instability? *Journal of Physical Oceanography*, 2009, *revised*.
- [126] Thorpe, S. A., and R. Jiang. Estimating internal waves and diapycnal mixing from conventional mooring data in a lake. *Limnology and Oceanography*, 1998, 43 (5): 936~945.
- [127] Thorpe, S. A., T. R. Osborn, J. F. E. Jackson, et al. Measurements of turbulence in the upper-ocean mixing layer using Autosub. *Journal of Physical Oceanography*, 2003, 33 (1):122~145.
- [128] van Haren, H. Properties of vertical current shear across stratification in the North Sea. *Journal of Marine Research*, 2000, 58 (3): 465~491.
- [129] van Haren, H., L. Maas, J. T. F. Zimmerman, et al. Strong inertial currents and marginal internal wave stability in the central North Sea. *Geophysical Research Letters*, 1999, 26 (19): 2993~2996.
- [130] Voulgaris, G., and J. H. Trowbridge. Evaluation of the acoustic Doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 1998, 15 (1): 272~289.
- [131] Wiles, P. J., T. P. Rippeth, J. H. Simpson, et al. A novel technique for measuring the rate of turbulent dissipation in the marine environment. *Geophysical Research Letter*, 2006, 33 (L21608), doi:10.1029/2006GL027050.
- [132] Williams, E., and J. H. Simpson. Uncertainties in estimates of Reynolds stress and TKE production rate using the ADCP variance method. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2004, 21 (2): 347~357.
- [133] Wollast, R. Evaluation and comparison of the global carbon cycle in the coastal zone and in the open ocean. In: Brink K. H., Robinson A. R., eds. *The Sea: The Global Coastal Ocean: Processes and Methods*. New York: John Wiley & Sons Inc., 1998. 213~252.

致 谢

It has been a long journey to finally complete my school studies. It goes without saying that many people have been of invaluable support along the way, both from a professional and personal perspective. I hope they are delighted with what I have done and what I am; I didn't always get the best results in my studies but I had tried my best to do what I believe is right, for me, for them, and for the society.

Same to all other postgraduates, my grateful acknowledgement must first go to my supervisor, Prof. Hao Wei. While I generally don't doubt that most (if not all) of the supervisors deserve the greatest appreciation from their students, I believe I have been extremely fortunate to have a supervisor who has always supported my interest and choices. Without her thorough trust and great support to my ideas on designing the in situ measurements that the thesis is mainly based on, many parts of the thesis would never appear. I greatly appreciate Prof. Wei also for her excellent supervision, not only professionally but also personally, as well as the encouragement, patience, understanding and enthusiasm over the years.

My sincere thanks must then go to Prof. Iossif Lozovatsky of Arizona State University (ASU) in the USA, who has served as an excellent external supervisor over the past four years; working with him has been always challenging and fruitful. I thank him for his inspiring guidance, thorough host during my visit to ASU and the brilliant contributions to our joint journal papers that are based on this thesis. His contributions along with many constructive comments from the editors and anonymous reviewers of the papers have substantially improved the thesis.

I was very fortunate to have the opportunity of studying with Prof. Steve Thorpe FRS of Bangor University in UK over the past two years, which was financially supported by the China Scholarship Council (CSC). I greatly appreciate Prof. Thorpe for his amazing supervision, and thank CSC for the financial support which made this possible. I benefitted from Prof. Thorpe in many ways, both professionally and personally. Besides his profound knowledge in fluid dynamics and physical oceanography, I was greatly impressed by his modesty and attitudes to young scientists and students. While he hesitated to be a co-author of the paper submitted to Journal of Physical Oceanography, which is based on Chapter 5 of this thesis, he initially suggested the topic and provided many constructive suggestions throughout the whole process of the work and substantially improved the presentation, for which I am mostly grateful.

My thanks extend to other faculty members in both Qingdao and Bangor groups, Dr. Liang Zhao, Profs. Wensheng Jiang, Wenxin Sun, and Shizuo Feng, Ms. Ping Zhang, Prof. John Simpson, Drs. Tom Rippeth, Mattias Green, Flo Verspecht, and Phil Wiles, for their teaching, advice and helps. Grateful acknowledgement goes to Dr. Tom Rippeth also for his permission to use the data described in Chapter 5 of this thesis. I benefitted from discussions with Drs. Youyu Lu, Fangli Qiao, Elena Roget,

Hans Burchard, Bill Smyth, and Andy Hogg, for which I am very grateful. I gratefully acknowledge my class tutor Prof. Xuechang Wang for his many helps during the four years undergraduate studies. Sincere thanks also go to Mr. Yankun Li for his excellent technical assistance during the field experiments.

Many of my friends have been very helpful and supportive, either in life or in science, over the years of my studies, for which I am very grateful. In particular, I would like to first thank Huadong Liu, Yuhuan Xue and Yang Li for their friendly financial helps from time to time when I was an undergraduate student; they were absolutely friends in need (and thus definitely friends indeed). Possibly they have forgotten when and how they helped me, but I would never let the memory go. I also would like to thank my first roommates later close friends Tao Li, Wenlong Zhou, Maoning Tang, Xuanyue Lin, Haoliang Chen, Zhenhua Lin and Chuanyu Liu for their helps, encouragements and tolerance. Helps and encouragements from two close friends Jun Lin and Yunchang He are also greatly appreciated. Jun Lin used to enjoy challenging my understanding on many concepts in physical oceanography; I was provoked to give him clear but concise explanations. My fellow PhD students in the Shallow Sea Dynamics Group, Jie Shi, Xinyan Mao, and Ye Yuan helped me a lot in many ways, for which I am very thankful. Discussions with them on science were an enjoyable part of life. Particularly, their questions on ocean turbulence often provoked me to think more. I also would like to thank other graduate students in the group, for their friendly collaborations and sharing me with a stimulating and enjoyable study environment.

Special thanks go to Mr. Baochan Zhang, my middle school teacher, for his teaching, encouragement and helps. I believe that without his helps I wouldn't be able to even start my college study, let alone have a PhD dissertation to be writing the acknowledgement for.

I am indebted to my parents, parents-in-law, and siblings, for their love, understanding, support and encouragement over the years. My elder brother, Guidong Liu, has devoted a lot to the family, and therefore deserves the most grateful acknowledgement from me, my elder sister, and my younger siblings.

Lastly, but by no means least, I would like to express my greatest gratitude to my wife, Fangfang Xi, for her constant love, tolerance, understanding and support over the years. She has been there for me through the whole journey, especially at the toughest time in our lives. She is a wonderful wife I could hope for.

个人简历

刘志宇, 男, 1982年2月18日出生, 山东省巨野县人。

2000年9月考入中国海洋大学海洋环境学院海洋科学专业, 2004年7月本科毕业并获得理学学士学位。

2004年9月免试推荐为中国海洋大学海洋环境学院物理海洋学专业硕士研究生, 攻读理学硕士学位。

2006年9月硕博连续, 在中国海洋大学海洋环境学院物理海洋学专业攻读理学博士学位。

发表的学术论文

- [1] 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. 自然科学进展, 2007, 17 (3): 362~369.
- [2] Liu, Z., and H. Wei. Estimation to the turbulent kinetic energy dissipation rate and bottom shear stress in the tidal bottom boundary layer of the Yellow Sea. Progress in Natural Science, 2007, 17 (3): 289~297.
- [3] Wei, H., Y. He, Q. Li, et al. Summer hypoxia adjacent to the Changjiang Estuary. Journal of Marine Systems, 2007, 67(3~4): 292~303.
- [4] Lozovatsky, I. D., Z. Liu, H. Wei, et al. Tides and mixing in the northwestern East China Sea part I: rotating and reversing flows. Continental Shelf Research, 2008, 28 (2): 318~337.
- [5] Lozovatsky, I. D., Z. Liu, H. Wei, et al. Tides and mixing in the northwestern East China Sea part II: near-bottom turbulence. Continental Shelf Research, 2008, 28 (2): 338~350.
- [6] Liu, Z., H. Wei, I. Lozovatsky, et al. Late summer stratification, internal waves, and turbulence in the Yellow Sea. Journal of Marine Systems, 77 (4), 459~472.
- [7] Liu, Z. Instability of baroclinic tidal flow in a stratified fjord. Journal of Physical Oceanography, accepted.
- [8] Thorpe, S.A., and Z. Liu. Marginal instability? Journal of Physical Oceanography, in press.