

波浪破碎湍流混合研究综述*

张书文[†] 曹瑞雪 朱风芹

(广东海洋大学海洋与气象学院, 陆架及深远海气候、资源与环境广东省高等学校重点实验室, 湛江 524088)

(2010年10月21日收到; 2011年1月28日收到修改稿)

波浪破碎及其湍流混合研究一直是物理海洋学具有挑战性的问题. 文章系统综述了自20世纪90年代以来, 波浪破碎混合观测及其模式化研究方面取得的主要进展: 1) 波浪破碎湍流混合不能用经典的海气边界层 Wall-layer 相似性理论进行描述. 波浪破碎能够在近海面几米的深度范围内形成湍流混合的增强层, 所产生的湍流动能耗散率 ε_{dis} 是 Wall-layer 相似性理论预测结果的10—1000倍. 2) 波浪破碎湍流动能耗散率在波峰区域 $\varepsilon_{\text{dis}} \propto z^{-2.3}$, 而在波谷以下区域 $\varepsilon_{\text{dis}} \propto \exp(-\alpha z)$ 或 $\varepsilon_{\text{dis}} \propto z^{-2}$. 3) 湍流混合长度是刻画波浪破碎混合非常重要的物理量, 但迄今为止对波浪破碎湍流混合长度 l 的量化研究存在较大差异, l 从 $0.1 H_s$ 到 H_s (H_s 为有效波高). 如何确定波浪破碎湍流混合长度的定量表示是今后需要亟待解决的重要问题.

关键词: 波浪破碎, 湍流动能耗散率, 湍流混合长度

PACS: 92.10.Fj, 92.10.hb, 92.10.kp, 92.10.lq

1. 引言

近年来随着上层海洋-低层大气生物地球化学与物理过程耦合研究的不断深入, 波浪破碎产生的湍流动能耗散率的观测研究, 已经成为海气相互作用研究中的热点问题之一^[1-9]. 实验室和外海观测已经表明, 波浪破碎是近海面湍流混合增强效应的

主要驱动机理^[2,8-10], 对于深入研究海气动量、热量和气体交换^[11-13], 上层海洋水体混合^[14-16], 波浪场能量耗散^[17,18], 以及气泡云的产生及其谱表示^[19-21] 具有十分重要的意义和作用.

上层海洋湍流混合主要控制机理有(见图1): 波致 Reynolds 应力引发的湍流混合^[22]、波浪破碎诱导的湍流混合^[1,4,15]、Stokes 漂与风驱动的剪切流相互作用形成的 Langmuir 环流混合^[23] 等. 其中波浪

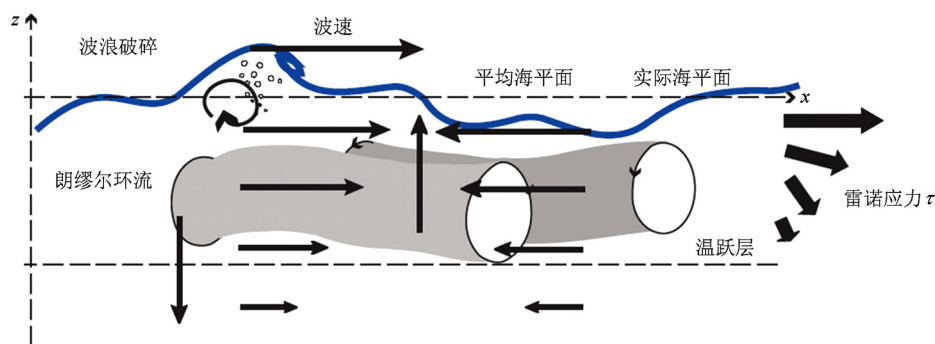


图1 海洋上混合层湍流混合(引自文献[24])

* 国家自然科学基金(批准号:40876013, 40906008, U0933001)、广东省珠江学者计划 GDUPS(2010) 和广东自然科学基金重点基金(批准号: 925240880100001)资助的课题.

[†] E-mail: gdouzhangsw@163.com

是单点速度场测量,这种观测方法不能刻画破碎湍流过程及其沿空间分布. 另外,该项测量技术属于接触式测量,对流场有一定的干扰与影响.

4) 压力感应式测量技术: 该项测量技术最早由 Osborn^[29] 利用压电晶体对水流压力感应来测量流速, 测量原理类似于留声机的工作原理. 随后研制的自由升降式微结构剖面技术则是通过一对压力传感器探头获取剪切速度 $\partial u / \partial z$, 进而计算湍流动能耗散率 $7.5 \nu_{\text{sea}} (\partial u / \partial z)^2$ (ν_{sea} 为海水动力学涡动系数). Lueck 等^[30] 详细介绍了这种测量技术, 目前该技术被广泛应用于海洋混合过程的测量^[3,31–35], 对于深入了解海洋内部混合机理发挥了极其重要的作用.



图4 Wave-following 式微结构观测系统及观测结果

对于湍流混合的现场观测, 采用不同的测量平台, 对观测结果也会产生一定的影响. 目前近海面湍流混合测量的工作方式主要有: 固定式平台^[1,4]、漂浮或移动式平台 (如船舶、潜艇、AUV 等)^[2,8,28]、自由升降平台^[3,36] 和海面垂直悬挂漂浮式平台^[9]. 这几种工作方式存在以下主要问题: 1) 固定式平台、船舶、潜艇、AUV 等漂浮式平台、自由升降平台观测系统不具有随波性, 只能测量波谷以下水层的湍流动能耗散率. 海面漂浮式观测系统^[9] 虽然可以测量波峰区域的湍流动能耗散率, 但由于采用了垂直悬挂工作方式, 对观测结果的随波性仍有较大影响. 2) 固定式平台、船舶、潜艇、AUV 等漂浮式平台及自由升降平台不能反映波峰区域, 波浪破碎前后, 破碎瞬间, 气泡云形成、发展和消亡阶段湍流动能耗散率的变化. 最近文章作者研制了一套 wave-

following 式观测系统. 该系统由 3 台 64Hz 声学多普勒速度仪 ADV 和 3 个温盐探头构成. 声学多普勒速度仪和温盐探头分别安装在水下 0.5 m, 1.0 m 和 1.5 m 处 (见图 4), 主要测量波浪破碎对近海面湍流速度和温度剖面的影响. 该系统的主要特点是较好地解决了观测系统的随波性问题, 目前已在南海北部陆架海域进行了成功观测. 图 5 为 wave-following 测量系统现场观测到的湍流动能耗散率与 wall-layer 相似性理论估计的比较. 由图 5 不难看出, wave-following 现场观测到的湍流动能耗散率比 wall-layer 相似性理论估计的结果要高 10—1000 倍, 与 Agrawal 等^[1] 及 Zhang 等^[15] 的结果完全一致.

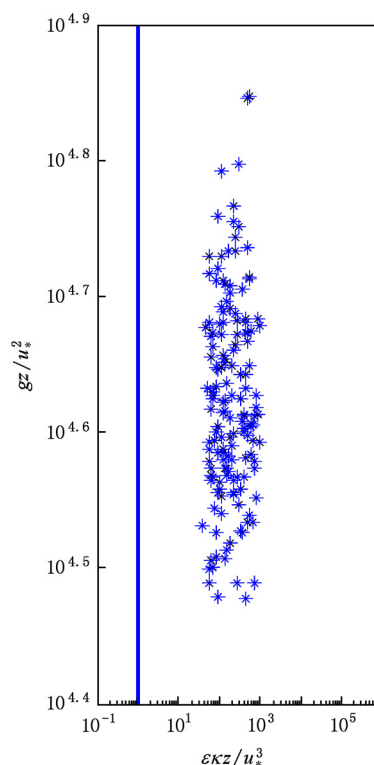


图5 wave-following 现场观测到的湍流动能耗散率 (星号) 与 wall-layer 相似性理论估计结果 (垂直实线) 的比较

3. 模式化研究

在 20 世纪 90 年代以前, 人们普遍认为近海面湍流动能耗散率可以用经典的边界层相似性理论进行描述, 即湍流动能耗散率 $\epsilon_{\text{dis}}(z) = u_*^3 / (\kappa z)$ (u_* 为摩擦速度, z 为水深, $\kappa = 0.4$). 然而到 20 世纪 90 年代后期, 随着湍流观测技术的不断发展, Agrawal 等^[1] 发现近海面存在波浪破碎诱

导的湍流混合增强层, 现场观测到的湍流动能耗散率比 wall-layer 相似性理论估计的结果要高 2 个量级以上. Osborn 等^[2] 根据外海观测指出在波浪破碎产生的气泡云区域内, 湍流动能耗散率显著高于非气泡云区域, 近海面存在的湍流混合增强效应源于波浪破碎的贡献. 此后, 关于波浪破碎湍流动能耗散率的观测研究受到广泛关注^[3,4,8,9,15,25,36]. Anis 等^[3] 根据升降式微结构剖面仪的测量, 指出波浪破碎湍流动能耗散率在近海面的分布符合指数衰减律 $\varepsilon_{\text{dis}} \propto \exp(-\alpha z)$ (α 为衰减系数). 也有相当一部分学者认为, 波浪破碎湍流动能耗散率在近海面的分布符合幂次衰减律 $\varepsilon_{\text{dis}} \propto z^{-n}$ ($2 \leq n \leq 4.6$)^[4,5,26,37,38]. 值得特别关注是, Terray 等^[4] 在加拿大安大烈湖上的观测结果. 他们利用激光速度仪 (LDV), 在固定平台上对湍流动能耗散率进行了系统测量. Terray 等^[4] 认为波浪破碎湍流动能耗散率在近海面可以划分为 3 层结构: (1) 在厚度约为 $0.6 H_s$ 的近表层, 是波浪破碎直接诱导的与水深无关的常耗散层, 湍流动能耗散率比边界层相似性理论估计的结果要高 1—2 个量级; (2) 在水深 $z = 0.6 H_s$ 到 $z = 3.6(\bar{c}/u_*) H_s$ ($\bar{c}$ 表示波浪的有效相速度) 之间, 波浪破碎湍流动能耗散率可以表示为 $\varepsilon_{\text{dis}} = 0.3 FH_s/z^{-2}$ (F 为风能输入率); (3) 但当水深 $z > 3.6(\bar{c}/u_*) H_s$ 时, 湍流动能耗散率可以用经典的边界层相似性理论进行描述. Gemmrich 等^[9] 观测发现, 波浪破碎过程所产生的湍流动能耗散率比背景场的湍流动能耗散率大 4 个量级, 且在波峰区域, 波浪破碎湍流动能耗散率 $\varepsilon_{\text{dis}} \propto z^{-2.3}$, 约为波谷区域湍流动能耗散率的 2 倍以上. 这显然与 Terray 等^[4] 的观点存在较大差异. 需要指出的是, Terray 等^[4] 的观测系统安装在固定平台上, 只能观测波谷以下水层的湍流动能耗散率, 所谓厚度为 $0.6 H_s$ 常耗散层的观点缺乏观测依据. Zhang 等^[15] 通过计算波浪破碎能量耗散率 ε_0 , 给出了波浪破碎湍动能 $K(z)$ 、湍流动能耗散率 $\varepsilon_{\text{dis}}(z)$ 与湍流涡动混合系数 $\nu_T(z)$ 随水深的变化:

$$K(z) = \left(\frac{3\delta_k z_d \varepsilon_0}{2c_\mu} \right)^{1/3} \exp[-2(z-h)/3z_d], \quad (2)$$

$$\varepsilon_{\text{dis}}(z) = \varepsilon_0 \exp[-(z-h)/3z_d], \quad (3)$$

$$\nu_T(z) = \left(\frac{9\delta_k^2 z_d^2 c_\mu \varepsilon_0}{4} \right)^{1/3} \exp[-(z-h)/3z_d], \quad (4)$$

$$\varepsilon_0 = \frac{1}{2} \rho_w g \int_0^\infty [S_b(k) - S_a(k)] dk. \quad (5)$$

其中 $S_a(k)$, $S_b(k)$ 分别为波浪破碎前后的波数谱^[17], δ_k, z_d, c_μ, h 为常数. Zhang 等^[15] 认为波浪破碎引起的湍流混合主要影响近海面层几米的范围, 湍流混合层的厚度主要取决于风速、风浪二阶矩和四阶矩. 波浪破碎激发的强湍流混合率是 wall-layer 理论给出结果的 1000 倍. 随着水深的增加, 波浪破碎的影响可以忽略. 最近, Gemmrich^[39] 通过引入二阶微结构函数 $D(z, r)$, 将波浪破碎湍流动能耗散率 $\varepsilon_{\text{dis}}(z)$ 表示为 $\varepsilon_{\text{dis}}(z) \approx cA^{3/2}$, 其中 r 为二阶微结构的厚度, 取值介于 Kolmogorov 特征尺度与 Ozmidov 特征尺度之间, c 为常数, A 为二阶微结构函数的拟合系数.

4. 结论与讨论

波浪破碎约有 50% 以上的波浪能量耗散在平均水位以上, 波峰是波浪破碎能量耗散的主要区域. 由于 Terray 等^[4] 的观测系统只能测量波谷以下区域, 不能测量波峰区域湍流动能耗散率的变化. 而 Gemmrich 等^[9] 观测系统虽然能够测量波峰区域湍流动能耗散率, 但由于采用了垂直悬挂方式, 系统随波性受到一定的限制. 相比之下, wave-Following 观测系统是波浪破碎能量耗散率测量较为理想的选择.

实验观测和模式研究表明, 经典的海气边界层 wall-layer 相似性理论不能描述波浪破碎湍流混合. 波浪破碎在近海面几米的深度范围内形成湍流混合的增强效应是 wall-layer 相似性理论预测结果 ($u_*^3/\kappa z$) 的 10—1000 倍. 在波峰区域, 湍流动能耗散率 $\varepsilon_{\text{dis}} \propto z^{-2.3}$, 在波谷区域 $\varepsilon_{\text{dis}} \propto \exp(-\alpha z)$ 或 $\varepsilon_{\text{dis}} \propto z^{-2}$.

综上所述, 尽管在波浪破碎湍流混合研究方面取得了一系列重要进展, 但仍有以下科学问题亟待澄清:

1. 用风能输入率刻画不同海况下波浪破碎湍流动能耗散 $\varepsilon_{\text{dis}} = 0.3 H_s F/z^{-2}$ 可能是一个很好的选择^[4]. 但须注意的是, Craig 等^[40] 将风能输入率表示为 $F = \alpha u_*^3$, 拟合系数 $\alpha = 100$. Terray 等^[4] 给出的拟合系数范围为 $90 \leq \alpha \leq 250$. Feddersen 等^[41] 则给出 $\alpha = 250$. Jones 等^[42] 认为 $\alpha = 60$. 显然, 不同的研究者所给出的 α 值有很大差异. 一个可能的物理解释是, α 的取值可能与波浪方向谱、波浪成长率, 以及海况有关. 如何给出物理表达, 有待于今后深入的研究工作.

2. 由于波浪破碎湍流混合增强效应是 wall-layer 相似性理论预测结果的 10—1000 倍, 而模式研究和观测均表明^[16,43], 波浪破碎能量耗散主要受中尺度波控制, 那么一个最为直接的问题是波浪破碎湍流混合的影响深度是否仅限于表层^[15]? 为了阐明波浪破碎混合机理, 湍流混合长度是首先需要阐明的物理量. 目前对湍流混合长度的认识仍非常

有限, 不同学者之间的研究结果也存在较大差异, 从 $0.1 H_s$ ^[24,28] 到 H_s ^[4].

3. 在风浪条件下, Stokes 漂与风驱动产生的剪切流相互作用形成 Langmuir 环流混合. 因此, 如何在 Langmuir 环流混合背景下研究波浪破碎混合及与 Langmuir 环流的相互作用机理, 也将是今后有待研究的重要问题.

-
- [1] Agrawal Y C, Terray E A, Denelan M A, Hwang P A, Williams III A J 1992 *Nature* **359** 219
 - [2] Osborn T, Farmer D M, Vagle S, Thorpe S A, Cur M 1992 *Atmos. Ocean* **30** 419
 - [3] Anis A, Moum J N 1995 *J. Phys. Oceanogr.* **25** 346
 - [4] Terray E A, Denelan M A, Agrawal Y C, Drennan W M, Kahma K K, Williams III A J, Hwang P A, Kitaigorodskii S A 1996 *J. Phys. Oceanogr.* **26** 792
 - [5] Farmer D M, Gemmrich J R 1996 *J. Phys. Oceanogr.* **26** 816
 - [6] Melville W K, Matusov P 2002 *Nature* **417** 58
 - [7] Zhang S, Yuan Y 2003 *Sci. in China D* **33** 695 (in Chinese) [张书文、袁业立 2003 中国科学 D 辑 **33** 695]
 - [8] Thorpe S A, Osborn T, Jackson J F, Hall A J, Lueck R G 2003 *J. Phys. Oceanogr.* **33** 122
 - [9] Gemmrich J R, Farmer D M 2004 *J. Phys. Oceanogr.* **34** 1067
 - [10] Fabrice V, Melville W K 1999 *J. Atmos. Oceanic Tech.* **16** 1580
 - [11] Kitaigorodskii S A 1984 *J. Phys. Oceanogr.* **14** 960
 - [12] Wallace D W R, Wirick C D 1992 *Nature* **356** 694
 - [13] Imberger J 1998 *Physical Processes in Oceans and Lakes, Coastal and Estuarine Studies* [Washington DC: Amer. Geophysical Union] p54
 - [14] Kantha L H, Clayson C A 1994 *J. Geophys. Res.* **99** 25235
 - [15] Zhang S, Yuan Y, Zheng Q 2007 *Acta. Oceanol. Sin.* **26** 116
 - [16] Cui H, Zhang S W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6509 (in Chinese) [崔红、张书文 2009 物理学报 **58** 6509]
 - [17] Zhang S, Yuan Y 2005 *J. Geophys. Res.* **110** C09021
 - [18] Hwang P A, Sletten M A 2008 *J. Geophys. Res.* **113** C02012
 - [19] Garrett C, Li M, Farmer D 2001 *J. Phys. Oceanogr.* **30** 2163
 - [20] Deane G B, Stokes M D 2002 *Nature* **418** 839
 - [21] Zhang S W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3287 (in Chinese) [张书文 2008 物理学报 **57** 3287]
 - [22] Magnaudet J, Thais L 1995 *J. Geophys. Res.* **100** 757
 - [23] Teixeira M A C, Belcher S E 2002 *J. Fluid Mech.* **458** 229
 - [24] Ardhuin F, Jenkins A D 2006 *J. Phys. Oceanogr.* **36** 551
 - [25] Huang Z C, Hsiao S C, Hwang H H 2008 *Proceedings of the Eighteenth (2008) International Offshore and Polar Engineering Conference* Vancouver BC Canada July 6
 - [26] Drennan W M, Denelan M A, Terray E A, Katsaros S A 1996 *J. Phys. Oceanogr.* **26** 808
 - [27] Zedel L, Hay A E, Cabrera R, Lohrmann A 1996 *IEEE J. Oceanic Tech.* **21** 290
 - [28] Soloviev A, Lukas R 2003 *Deep-Sea Res.* **50** 371
 - [29] Osborn T R 1974 *J. Phys. Oceanogr.* **4** 109
 - [30] Lueck R G, Huang D, Newmen D 2002 *J. Oceanogr.* **58** 153
 - [31] Schafstall J, Dengler M, Brandt P, Bange H 2010 *J. Geophys. Res.* **115** C10014
 - [32] Rainville L, Winsor P 2008 *Geophys. Res. Lett.* **35** L08606
 - [33] Palmer M R, Rippeth T P, Simpson J H 2008 *J. Geophys. Res.* **113** C12005
 - [34] Painter S C, Pidcock R E, Allen J T 2010 *Deep-Sea Res.* **57** 1281
 - [35] Martin A P, Lucas M I, Painter S C 2010 *Deep-Sea Res.* **57** 1293
 - [36] Greenan B W, Oakey N S, Dobson F W 2001 *J. Phys. Oceanogr.* **31** 992
 - [37] Gargett A E 1989 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **21** 419
 - [38] Michael L B, Roger H J G 1992 *Breaking waves Symposium Sydney Australia 1991* (Berlin: Springer-Verlag Berlin) 95
 - [39] Gemmrich J R 2010 *J. Phys. Oceanogr.* **40** 583
 - [40] Craig P D, Banner M L 1994 *J. Phys. Oceanogr.* **24** 2546
 - [41] Feddersen F, Trowbridge J H, Williams III A J 2007 *J. Phys. Oceanogr.* **37** 1764
 - [42] Jones N, Monismith S G 2008 *J. Phys. Oceanogr.* **38** 1563
 - [43] Gemmrich J R, Banner M L, Garrett C 2008 *J. Phys. Oceanogr.* **38** 1296

A review of the turbulent mixing by wind wave breaking*

Zhang Shu-Wen[†] Cao Rui-Xue Zhu Feng-Qin

(Guangdong Key Lab. of Climate, Resource and Environment in Continental Shelf Sea and Deep Sea, College of Oceanology and Meteorology, Guangdong Ocean University, Zhanjiang 524088, China)

(Received 21 October 2010; revised manuscript received 28 January 2011)

Abstract

It is formidable task to provide a comprehensive investigation of wave breaking and its turbulence process. In this review paper, the observations of turbulence by wave breaking and its parameterizations since 1990 are presented. Among them, the following are the most important. (1) Wave breaking induced turbulent mixing process cannot be described by the wall-layer theory, that is, the rate of dissipation of turbulent kinetic energy is not proportional to the inverse of water depth. In fact, a significant turbulent mixing enhancement in near-surface layer for a depth of several meters is achieved by wave breaking. The dissipation rate of turbulence kinetic energy is one to three orders larger than the value predicted by the wall-layer scaling. (2) In the crest region above the mean waterline, the dissipation rate increases as $\varepsilon_{\text{dis}} \propto z^{-2.3}$, while in the region below the trough, the dissipation rate decreases as $\varepsilon_{\text{dis}} \propto \exp(-\alpha z)$ or $\varepsilon_{\text{dis}} \propto z^{-2}$. (3) The turbulent mixing length is a critical physical quantity to study the wave breaking. Up to now, however, there has been a large difference between the values given by the previous studies. Extensive work on the mixing depth and turbulent mixing length by wave breaking is also needed in the future.

Keywords: wave breaking, dissipation rate of turbulent kinetic energy, turbulence mixing length

PACS: 92.10.Fj, 92.10.hb, 92.10.kp, 92.10.Lq

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 40876013, 40906008, U0933001), the Research Fund for the Zhujiang Scholar of Guangdong Province, China (2010), and the key Program of the Natural Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 925240880100001).

[†] E-mail: gdouzhangsw@163.com