

西北太平洋跨等密度面湍流混合的时空变化分析*

闫晓梅^{1, 2} 李颖^{1, 2, 3} 徐永生^{1, 2①}

(1. 中国科学院海洋研究所 青岛 266071; 2. 中国科学院海洋环流与波动重点实验室 青岛 266071;
3. 中国科学院大学 北京 100049)

提要 基于细尺度参数化方法, 利用 2000—2007 年的历史水文剖面资料, 分析了西北太平洋海区 (135°—180°E, 25°—45°N) 跨等密度面湍流混合的时空分布特征。结果表明, 垂直平均的耗散率与地形粗糙度的空间分布基本一致, 且随经度自西向东减弱。在地形粗糙的地方, 耗散率达 $O(10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3)$, 而在地形平坦的地方, 耗散率仅 $O(10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}^3)$ 。另外, 上层海洋混合存在明显的季节变化, 在日本近岸的海区, 耗散率冬季最强而夏季最弱, 与风生近惯性能量之间存在显著的正相关; 在大洋内区, 耗散率冬季最强而秋季最弱, 与风生近惯性能量的相关关系较弱。进一步地, 本文分析了风应力在不同海区对混合的影响深度, 结果显示在伊豆-小笠原海脊以西, 风应力的影响深度最浅为 620m, 而在该海脊以东最深可达 1740m。

关键词 跨等密度面湍流混合; 风生近惯性能量; 季节变化

中图分类号 P731.1 **doi:** 10.11693/hyhz20140100041

海洋中的跨等密度面湍流混合对于热量输运、水体交换以及全球气候、热盐环流强度都有重要影响, 因此研究混合的时空变化特征及其影响因素具有重要意义。早在 20 世纪 60 年代, Munk 等(1966)就指出, 为了维持深海的层结结构, 至少需要大洋平均扩散系数为 $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ 。但是随后的观测实验发现远离边界的大洋内区的扩散系数仅为 $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ (Gregg, 1987; Ledwell *et al.*, 1993)。直至上世纪 90 年代之后, 在海底地形粗糙的海山(Lueck *et al.*, 1997)、海脊(Polzin *et al.*, 1997)、峡谷(Carter *et al.*, 2002)等处观测得到了强扩散系数, 可达 $O(10^{-4} \text{ m}^2/\text{s})$ 甚至更强。

海洋内部混合主要由内波破碎导致, 而除了正压潮流与粗糙地形相互作用激发的内潮外, 海表面风应力是内波场的另一个重要能量来源, 因此风输入到海洋中的能量随时间的变化将导致混合的变化。已有研究发现上层海洋混合存在明显的季节变化, 而且与海表面风应力密切相关(Jing *et al.*, 2010, 2011;

Wu *et al.*, 2011)。但在不同海区, 风应力的影响深度有所差异, 如在西太平洋 137°E 断面上为 300—1500m(Jing *et al.*, 2010), 在副热带西北太平洋的吕宋海峡及黑潮源地为 300—600m(Jing *et al.*, 2011), 在夏威夷岛附近为 300—600m(荆钊, 2012), 在南极绕极流区域是 1000—2000m(Waterman *et al.*, 2013)。

由于西北太平洋海区地形复杂, 而且大量的风生近惯性能量输入(Alford, 2001), 因此海洋混合必将具备一定的空间分布特征, 同时, 上层的湍流混合也将随风应力存在一定的季节变化。为此, 本文利用历史水文观测剖面资料, 基于细尺度参数化方法研究该区域的跨等密度面湍流混合的时空特征, 以及风应力对上层海洋混合的影响深度。

1 数据和方法

1.1 数据

本文采用日本海洋数据中心(JODC)提供的高分

*国家重点基础研究发展计划(973 计划), 2012CB956000 号; 国家自然科学基金, 41376028 号; 中国科学院“百人计划”项目, Y3210910L 号; 中国科学院知识创新前沿项目, Y22114101Q 号; 中国科学院战略先导专项项目, XDA11040205 号。闫晓梅, 助理, E-mail: yanxiaomei@qdio.ac.cn; 李颖, 博士研究生, E-mail: liying@qdio.ac.cn; 两人对本文具有同等重要的贡献, 为共同第一作者。

① 通讯作者: 徐永生, 博士生导师, 研究员, E-mail: yongsheng.xu@qdio.ac.cn

收稿日期: 2014-01-25, 收修改稿日期: 2014-04-02

分辨率 CTD 剖面资料, 选用空间区域 135° — 180° E、 25° — 45° N, 且采用资料较多的时间段 2000—2007 年。经过质量控制后, 只取采样深度超过 600m 的剖面, 得到共计 8609 个站位, 站位分布如图 1。由于剖面数据的垂向分辨率小于 2m, 因此统一将温度、盐度垂直插值到 2m 间隔以便于湍流混合的计算分析。同时, 采用了美国国家地球物理数据中心(NGDC) 2006 年发布的全球海底地形数据 ETOPO2v2 来计算地形粗糙度, 该数据空间分辨率为 $2' \times 2'$, 本文取 $1/3^{\circ} \times 1/3^{\circ}$ 网格区域内的地形高度的方差(Kunze *et al*,

2006)。定义平坦地形为粗糙度小于 $1.0 \times 10^5 \text{m}^2$, 而粗糙地形则为粗糙度大于 $1.0 \times 10^5 \text{m}^2$ 。这一临界值的选取参考了研究区域总体地形粗糙度以及各站位所在位置的平均地形粗糙度(图 3—4), 而且临界值的微小变动不影响本文的分析结果。

此外, 为了计算风生近惯性能量, 采用了海表面风应力和混合层深度数据。其中, 风应力数据来自美国国家环境预报中心和国家大气研究中心再分析资料(NCAR/NCEP), 时间分辨率是 6 小时, 而混合层深度数据采用的是来自 Levitus 94 数据集的气候态月平均资料。

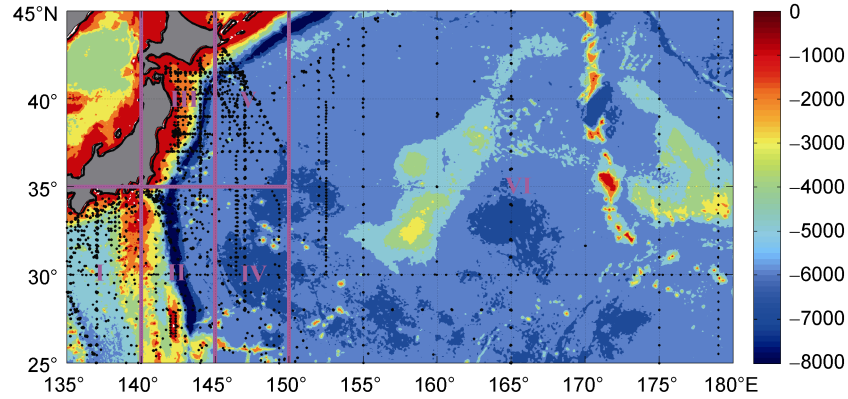


图 1 西北太平洋的海底地形, 黑点表示历史水文观测站位, 将研究区域划分为 6 个子区域

Fig.1 Bathymetry of the northwestern Pacific. Black dots are historical hydrographic stations. The study region is divided into six sub-regions marked in Roman numbers

1.2 细尺度参数化方法

海洋内部的扩散系数与耗散率是研究混合的两个有效参量。内波间的相互作用不断地将能量从大尺度向小尺度传播, 内波破碎引发湍流混合, 基于这一思想, 可将细尺度上的由内波引起的垂向剪切及应变与扩散系数及耗散率联系起来(Gregg *et al*, 2003; Kunze *et al*, 2006), 因此扩散系数被参数化为:

$$\kappa = K_0 \frac{\langle \xi_z^2 \rangle}{\text{GM} \langle \xi_z^2 \rangle} h_2(R_\omega) j(f/N), \quad (1)$$

其中 $K_0 = 0.5 \times 10^{-5} \text{m}^2/\text{s}$, $\langle \xi_z^2 \rangle$ 代表观测到的应变方差, $\text{GM} \langle \xi_z^2 \rangle$ 是 GM 应变谱的方差(Gregg *et al*, 1991), f 是科氏参数, N 是浮力频率。在公式(1)中,

$$h_2(R_\omega) = \frac{1}{6\sqrt{2}} \frac{R_\omega(R_\omega + 1)}{\sqrt{R_\omega - 1}} \quad (2)$$

$$j(f/N) = \frac{f \cdot \text{Arc cosh}(N/f)}{f_{30} \cdot \text{Arccosh}(N_0/f_{30})}, \quad (3)$$

$f_{30} = f(30^{\circ})$, $N_0 = 5.2 \times 10^{-3} \text{rad/s}$, R_ω 代表剪切应变方差比, 参考 Kunze 等(2006), 本文中设为常数 7。由于缺乏

流速剖面观测, 难以直接估算 R_ω 。Kunze 等(2006)利用印度洋、太平洋、北大西洋和南大洋中的 3500 个 LADCP/CTD 剖面资料, 计算得到 $R_\omega = 7 \pm 3$ 。本文采用固定值 7, 通过代入方程(2)导致的不确定度约为 2 倍。同时, 由于细尺度参数化方法估算的扩散系数的不确定度在 2 倍之内(Polzin *et al*, 1995)。所以, 本文计算结果的不确定度应该是在 4 倍之内。

为了计算扩散系数和耗散率, 将每个站位的剖面资料划分为一系列 320m 的子剖面, 并取 160m 重叠。由浮力频率计算得到应变 $\xi_z = (N^2(z) - \bar{N}) / \bar{N}^2$, 其中 $N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0} \frac{d\sigma}{dz}$ (σ 代表位势密度), 而 $\bar{N}^2$ 是通过子剖面内的位势密度进行线性拟合得到。然后利用傅里叶变换得到 ξ_z 的应变谱 $\phi(k)$, 其中, k 是垂直波数。为计算应变方差比 $\langle \xi_z^2 \rangle / \text{GM} \langle \xi_z^2 \rangle$, 首先选取最小波数 $k_{\min} = 2\pi / 150 \text{m}$ (即对应最大波长为 150m), 以这一最小波数为积分下限计算应变方差(Kunze *et al*, 2006), 使其满足

$$\langle \xi_z^2 \rangle = \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \phi(k) dk \leq 0.1, \quad (4)$$

从而得到最大波数 $k_{\max}$ ，然后在同样的区间 $[k_{\min}, k_{\max}]$ 计算 GM 应变方差

$${}_{\text{GM}}\langle \xi_z^2 \rangle = \frac{\pi E_0 b j^*}{2} \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \frac{k^2}{(k + k^*)^2} dk, \quad (5)$$

其中，无量纲能量 $E_0 = 6.3 \times 10^{-5}$ ，温跃层的垂向尺度 $b = 1300$ m，参考模态 $j^* = 3$ ，参考波数 $k^* = (\pi \cdot j^* \cdot N) / (b \cdot N_0)$ ， $N_0 = 5.2 \times 10^{-3} \text{ rad/s}$ (Gregg *et al.*, 1991)。得到扩散系数后，耗散率即可根据关系式 $\varepsilon = \kappa \frac{N^2}{\Gamma}$ 得到，其

中混合效率 $\Gamma = 0.2$ (Osborn, 1980)。

在表层 300m 以浅，混合层与季节性温跃层的影响将导致用细尺度参数化方法计算的扩散系数与耗散率有很大的误差，因此本文只采用 300m 以深的剖面数据来研究混合的时空变化特征。另外，通过 Lilliefors 检验 (Lilliefors, 1967)，发现相比于正态分布，所有剖面的扩散系数 κ 和耗散率 ε 更倾向于对数正态分布 (图 2)，因此本文中所涉及到的 κ 和 ε 平均，均采用几何平均。同时，从深度 D_1 到 D_2 垂直平均的耗散率是指 $\int_{D_1}^{D_2} \rho \cdot \varepsilon \cdot dz$ 。

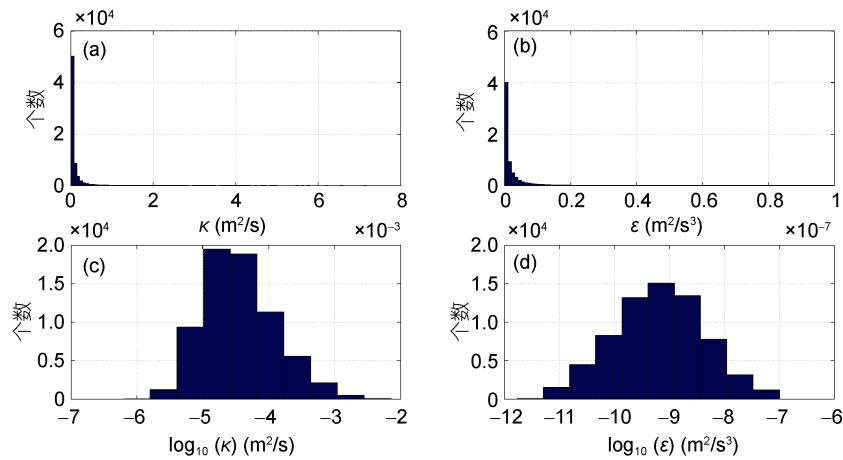


图 2 (a) 扩散系数 κ (单位: m^2/s) 与 (b) 耗散率 ε (单位: m^2/s^3) 的分布, 以及取对数后的 (c) 扩散系数 $\log_{10}(\kappa)$ (单位: m^2/s) 与 (d) 耗散率 $\log_{10}(\varepsilon)$ (单位: m^2/s^3) 的分布。

Fig. 2 Distributions of (a) diffusivity κ (unit: m^2/s) and (b) dissipation rate ε (unit: m^2/s^3), and that of the logarithm of (c) diffusivity κ (unit: m^2/s) and (d) dissipation rate ε (unit: m^2/s^3)

1.3 风生近惯性能量的计算

风生近惯性能量是上层海洋中内波场的重要能量来源。风输入到混合层中的近惯性能量可以通过海表面风应力与混合层流速直接计算得到，但是由于混合层速度不易获得，本文采取 Pollard 等 (1970) 提出的一个 slab 模型，直接利用风应力资料和混合层深度来计算风生近惯性能量。

对于混合层内流速分量 u 和 v ，D'Asaro (1985) 得到其控制方程为：

$$\frac{dZ}{dt} + (r + i \cdot f)Z = \frac{T}{H} \quad (6)$$

其中 $Z = u + i \cdot v$ 代表混合层流速， f 是科氏参数， H 是混合层深度， $T = (\tau_x + i \cdot \tau_y) / \rho$ 是风应力， ρ 为海水密度， r 是依赖于频率的衰减系数 (Alford, 2003)。

$$r = r_0 (1 - e^{-\sigma^2 / 2\sigma_c^2}) \quad (7)$$

其中 σ 代表角频率， $r_0 = 0.15f$ ， $\sigma_c = f/2$ 。

本文先将时间分辨率为 6 小时的风应力数据插值到 8 分钟的时间格点上，再将控制方程进行傅立叶变换，从而得到频域的解为：

$$\hat{Z}(\sigma) = \frac{\hat{T}(\sigma)}{H} \frac{r - i(f + \sigma)}{r^2 + (f + \sigma)^2} \quad (8)$$

然后，将 $\hat{Z}(\sigma)$ 进行傅立叶逆变换即可得到时域的解 $Z(t)$ ，最后根据 Alford (2003) 计算近惯性能量通量：

$$\Pi = \text{Re}(\rho \cdot Z \cdot T^*) \quad (9)$$

由于当惯性频率 f 接近或超过 NCEP 风场的 Nyquist 频率 (2cpd) 时，由以上方法计算的能量通量将偏小，因此本文在纬度高于 40° 的区域进行了修正。参考 Alford (2003)，取修正系数 α 在 40°N 处为 1，在 70°N 处为 0.5，将其在 40° — 70°N 之间进行线性插值，得到修正的能量通量为 Π / α 。最后，将计算的

能量通量进行日平均后再进行分析。

2 结果与分析

2.1 空间分布

西北太平洋的地形较为复杂, 日本以南 140°E 处有伊豆-小笠原海脊, 水深仅 1000m, 而日本群岛以东是一狭长的水深超过 8000m 的日本海沟, 其东侧则是地形较为平坦的大洋内区, 水深约 6000m, 只有 165°E 和 170°E 附近水深较浅约 3000m(图 1)。西北太平洋地区的地形起伏变化明显, 同时, 跨等密度面

的混合也呈现显著的空间变异。计算观测站位所处位置的地形粗糙度及 300m 以深垂直平均的耗散率, 结果如图 3 所示。可以看到, 耗散率在日本近岸的海沟附近较大, 尤其是在日本以南的伊豆-小笠原海脊处最大, 而在日本以东的大洋内区较小(图 3b), 这一空间分布与地形粗糙度的空间分布(图 3a)相似。在地形粗糙的区域, 耗散率达到 $O(10^{-8}\text{m}^2/\text{s}^3)$, 而在地形平坦的区域, 耗散率仅 $O(10^{-11}\text{m}^2/\text{s}^3)$ 。该结果与 Whalen *et al*(2012)利用全球 ARGO 资料计算的结果一致(参考其图 1)。

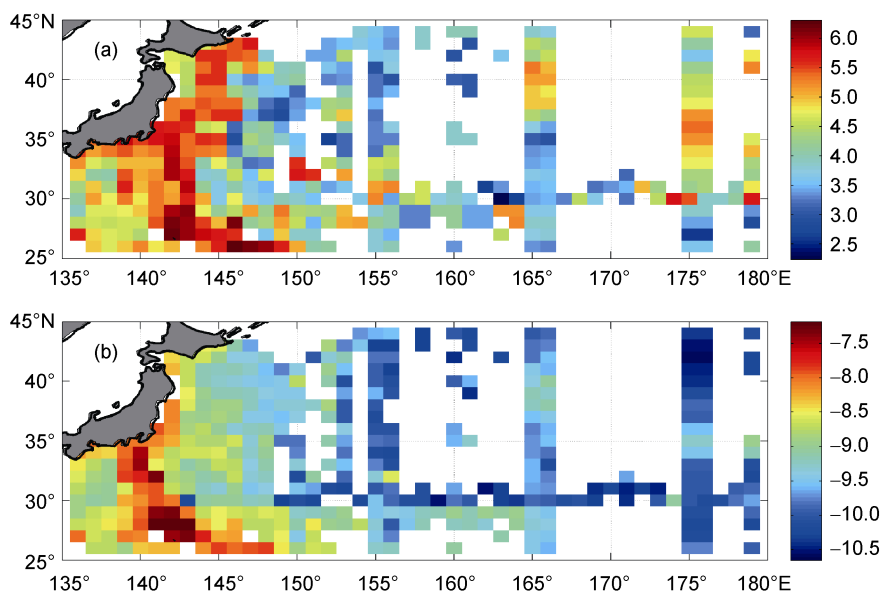


图 3 (a)地形粗糙度 $\log_{10}(\text{roughness})$ (单位: m^2)与(b)300m 以深垂直平均的耗散率 $\log_{10}(\epsilon)$ (单位: m^2/s^3)的空间分布
Fig.3 Spatial distribution of (a) bottom roughness $\log_{10}(\text{roughness})$ in m^2 and (b) vertically averaged below 300m dissipation rate $\log_{10}(\epsilon)$ in m^2/s^3

进一步地, 计算了该区域经向平均的背景浮力频率、耗散率及地形粗糙度, 如图 4 所示。伴随着背景层结随深度增加而减弱, 耗散率也明显地随深度增加而衰减, 上层达 $O(10^{-8}\text{m}^2/\text{s}^3)$, 而深层仅 $O(10^{-11}\text{m}^2/\text{s}^3)$ 。耗散率的这一垂直分布与 Kunze 等(2006)利用太平洋海区 CTD 数据计算的结果一致。另外, 在上层海洋, 背景浮力频率随经度先减小, 至 145°E 附近后再增大; 而在 1500m 以深, 尤其是在 1500—4000m, 浮力频率随经度的变化不再明显。相反地, 耗散率与背景层结的这一空间变化明显不同(图 4b)。在 142°E 附近的伊豆-小笠原海脊处, 地形变化最为剧烈, 粗糙度超过 10^6m^2 , 相应的耗散率超过 $10^{-8}\text{m}^2/\text{s}^3$ 。而在 173°E , 30°N 附近, 地形也较为粗糙, 起伏方差达 $6 \times 10^5\text{m}^2$, 相应的耗散率接近 $10^{-9}\text{m}^2/\text{s}^3$ 。

垂直平均的耗散率随经度自西向东存在一个减弱的趋势(图 4c)。总体上, 垂直平均的耗散率与地形粗糙度的变化有很好的—致性, 两者之间的相关系数达 0.71, 超过 95%显著性检验。例外的地方是在 137°E 附近, 地形虽然较为平坦, 但耗散率很强, 可达到 $10^{-8}\text{m}^2/\text{s}^3$ 。Qiu 等(2012)在分析西北太平洋中的 137°E 断面上的跨等密度面湍流混合时, 同样发现在 25° — 29°N 区间地形较为平坦而混合较强, 并指出这是由次谐波不稳定性导致。而对于耗散率的经向差异, 主要是由于西部的伊豆-小笠原海脊是西北太平洋的一个重要的半日潮生成区, 而内潮与地形相互作用将引起强混合(Niwa *et al*, 2001; Simmons *et al*, 2004)。根据 St. Laurent 等(2002), 内潮能量可以辐射的空间尺度达 $O(1000\text{km})$, 因此在伊豆-小笠原海脊

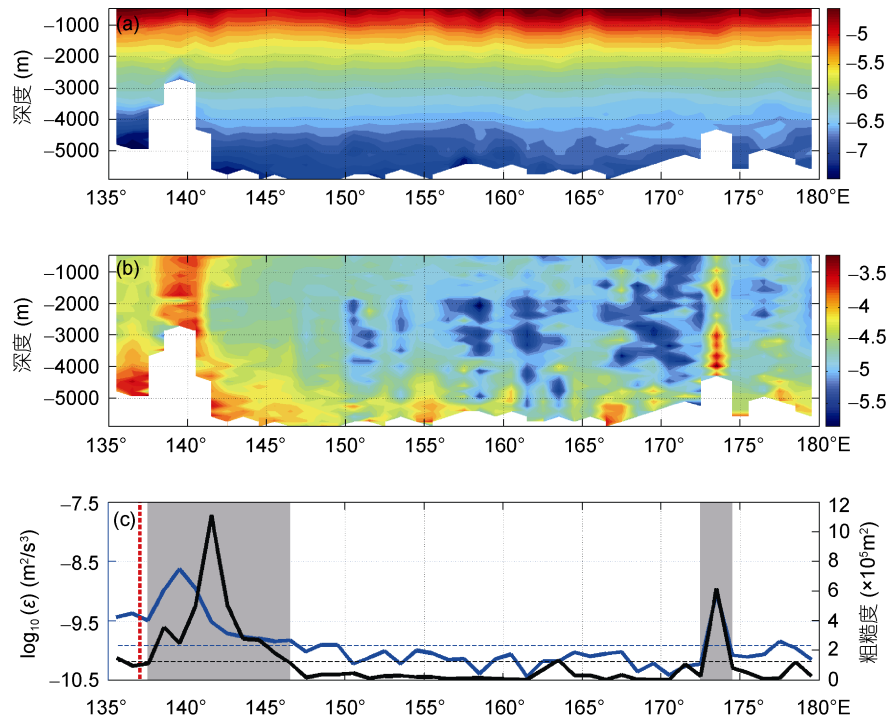


图4 经向平均的(a)背景层结 $\log_{10}(N^2)$ (单位: $1/s^2$)与(b)耗散率 $\log_{10}(\epsilon)$ (单位: m^2/s^3)的经度-深度分布及(c)垂直平均的耗散率(蓝线)与地形粗糙度(黑线)随经度的分布

Fig.4 Spatial distribution of the meridional-mean (a) background stratification $\log_{10}(N^2)$ in $1/s^2$ and (b) dissipation rate $\log_{10}(\epsilon)$ in m^2/s^3 , and (c) vertically averaged meridional-mean dissipation rate (from 300m to bottom) against longitude (blue solid) as well as the bottom roughness (black solid)

地形粗糙度单位为 $10^5 m^2$, 其中灰色阴影区域显示地形较粗糙、耗散率较强的区域, 红色虚线代表 $137^\circ E$

东西两侧约 5° 范围内的混合依然很强。另外, 从图 4b 也可看出, 地形对混合的影响可至海底之上 2000—3000m, 尤其是在伊豆-小笠原海脊附近。Kunze 等(2006)在全球若干海区包括日本以南都发现近海底的强混合可向上延伸至主温跃层, 而这些海区都具有粗糙的地形及较强的近海底流。考虑到黑潮延伸体强流流经此处, 因此这里由海底至上层的强混合除了由内潮维持之外, 很可能与黑潮延伸体与粗糙地形相互作用有关。

2.2 风强迫的上层海洋混合及其季节变化

除了内潮与地形的相互作用, 风生近惯性能量也对维持海洋内部的混合有重要意义。风应力使得在海表面混合层内产生近惯性流, 一部分能量在表层耗散掉, 另一部分能量以近惯性内波的形式向下传播从而影响海洋深层的湍流混合 (Nagasawa *et al.*, 2000; Zhai *et al.*, 2009)。已有研究表明, 风应力对于海洋混合的季节变化有明显作用, 但在不同海区存在不同的影响深度 (Jing *et al.*, 2010; 荆钊, 2012; Waterman *et al.*, 2013)。为此, 本节将研究风应力影响深度在西北太平洋海区的空间分布。

为研究风应力对湍流混合的影响, 首先应尽可能去除地形的影响, 因此根据上一节的分析结果, 本文选取地形平坦的区域且距离海底 4000m 的剖面数据, 最终得到 2833 个剖面资料。首先从能量平衡的角度看, 在西北太平洋区域, 平均风生近惯性能量为 $1.8 \times 10^{-3} W/m^2$, 而在平坦地形处, 300—600m 与 300—1800m 垂直积分的耗散率分别为 $7.6 \times 10^{-4} W/m^2$, $1.8 \times 10^{-3} W/m^2$, 与风输入该海区的能量相当。这一结果意味着在西北太平洋海区, 风输入能量对于维持上层海洋混合具有重要作用, 但是风对混合的影响深度仍不清楚。为此, 本文将研究区域划分为 6 个子区域(图 1), 每个子区域的观测剖面个数分别为 359、206、201、441、1054、572, 可以保证每个子区域都有足够的剖面资料用来研究混合随时间的变化及风应力的影响深度。

在每个子区域, 对每一深度的耗散率, 先计算其区域平均, 再计算其季节平均(本文取春季为 3—5 月, 夏季为 6—8 月, 秋季为 9—10 月, 冬季为 12—2 月, 因此 2000—2007 年共得到 32 个数据)。同样地, 计算相应区域平均的风生近惯性能量的季节变化, 然后

分析两者的相关性, 得到每个区域耗散率与风生近惯性能量相关系数的垂直分布, 结果如图 5 所示。可以看到, 除了子区域 VI 外, 其余 5 个子区域的相关系数在上层都比较显著, 直到到达某一深度后, 相关性不再明显, 将这一深度定义为风应力的影响深度。得到在五个子区域 I—V 中, 风应力对上层海洋中混合的影响深度分别为 620m, 940m, 940m, 1740m, 1420m。其中, 日本以南伊豆-小笠原海脊以西的子区

域 I 的影响深度最浅仅 620m, 而日本东南的子区域 IV 的影响深度最深达 1740m, 沿着日本海沟的子区域 II 和 III 的影响深度均为 940m, 日本海沟以东的子区域 V 的影响深度也较深为 1420m。对于子区域 VI, 海洋上层的耗散率与风生近惯性能量的相关关系较弱, 而在 940m 处存在一显著相关, 意味着在大洋内区, 上层海洋混合的季节变化除了受风应力影响之外还受其它因素的调制。

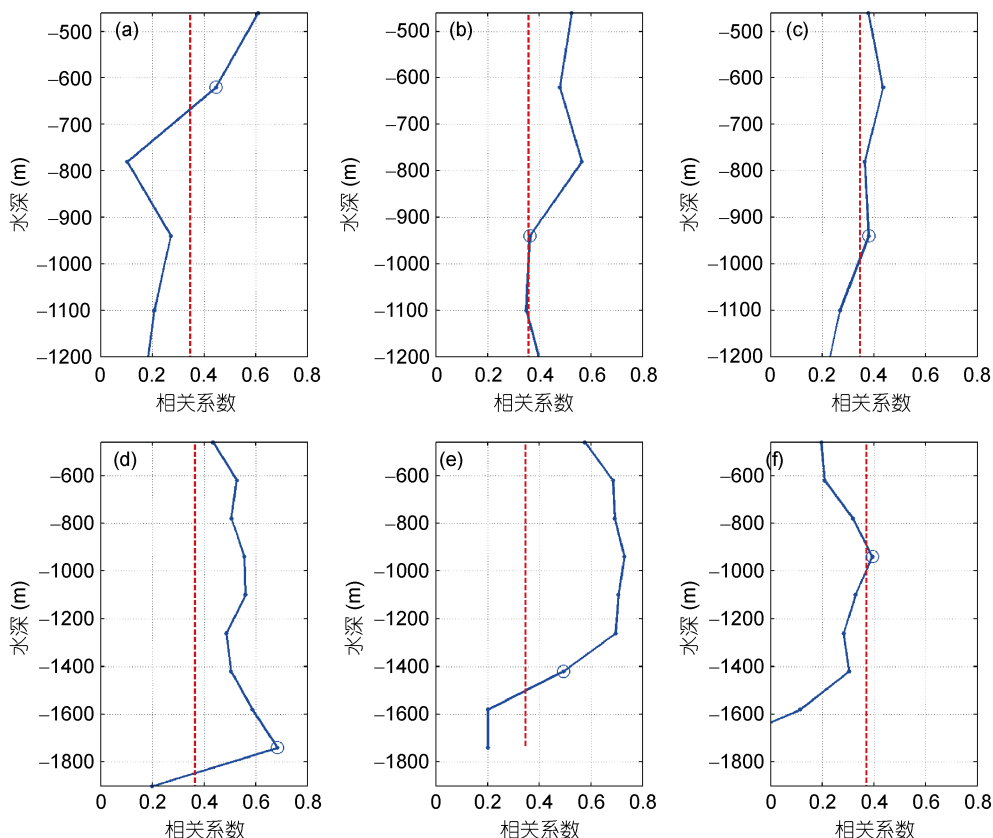


图 5 对应图 1 中 6 个子区域的耗散率与风生近惯性能量相关系数随深度的变化

红色虚线为 95% 显著性检验。

Fig.5 The correlation coefficients between dissipation rate and wind-induced near-inertial energy at different depths. Red dashed lines represent 95% significant level

对每个子区域中风应力影响深度以内的耗散率取垂直平均(对子区域 VI, 取 940m 以浅), 再将其与风生近惯性能量进行线性拟合, 结果如图 6 所示。同样可以看到, 除了大洋内区的子区域 VI 外, 季节平均的耗散率与风生近惯性能量存在很好的一致性, 相关系数最小 0.57, 最大 0.75, 均超过 95% 显著性检验。同时, 线性拟合系数存在一定的空间差异, 在风应力影响深度最大的子区域 IV, 拟合系数最小为 0.10, 意味着风应力对上层海洋混合季节变化的影响程度较小, 而在日本近岸的子区域 I—III, 拟合系数

最大达 0.17, 说明该地区的风应力对混合的影响较大。在大洋内区, 垂直平均的耗散率与风生近惯性能量之间相关性很弱仅 0.38, 略超过 95% 显著性水平, 两者之间的线性拟合关系较不明显, 而且拟合系数远小于其它区域。

进一步分析耗散率与相应区域平均的风生近惯性能量的气候态的季节变化规律。从图 7 可以看到, 除了大洋内区外上层海洋混合的季节变化与风生近惯性能量的位相一致, 冬季最强, 夏季最弱。子区域 VI 的耗散率却是冬季最强, 秋季最弱。如前所述, 本

文用细尺度参数化方法估算得到的耗散率存在一定的误差, 与真实值 ε_{exa} 之间相差在 4 倍之内。为了检

验以上得到的季节变化是否由估算误差导致, 采用 Monte Carlo 方法对冬春季平均与夏秋季平均的耗散

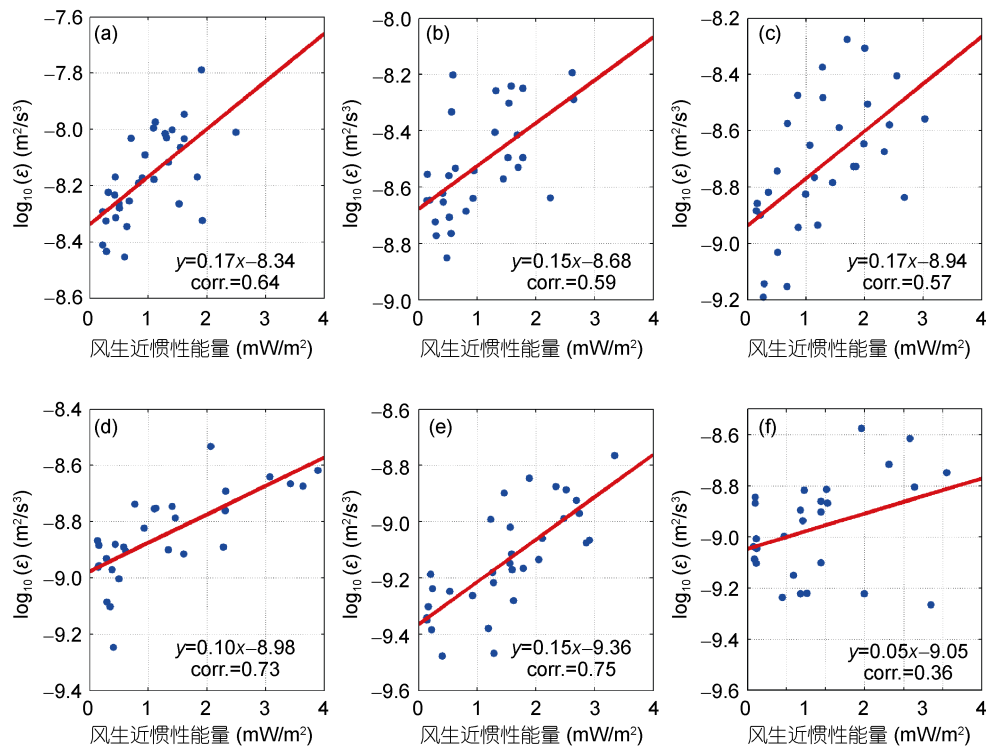


图 6 对应图 1 中六个子区域垂直平均的耗散率与风生近惯性能量季节平均的线性拟合

Fig.6 Linear regression between vertically averaged dissipation rates and seasonal-mean wind-induced near-inertial energy flux in six sub-regions as shown in Fig.1

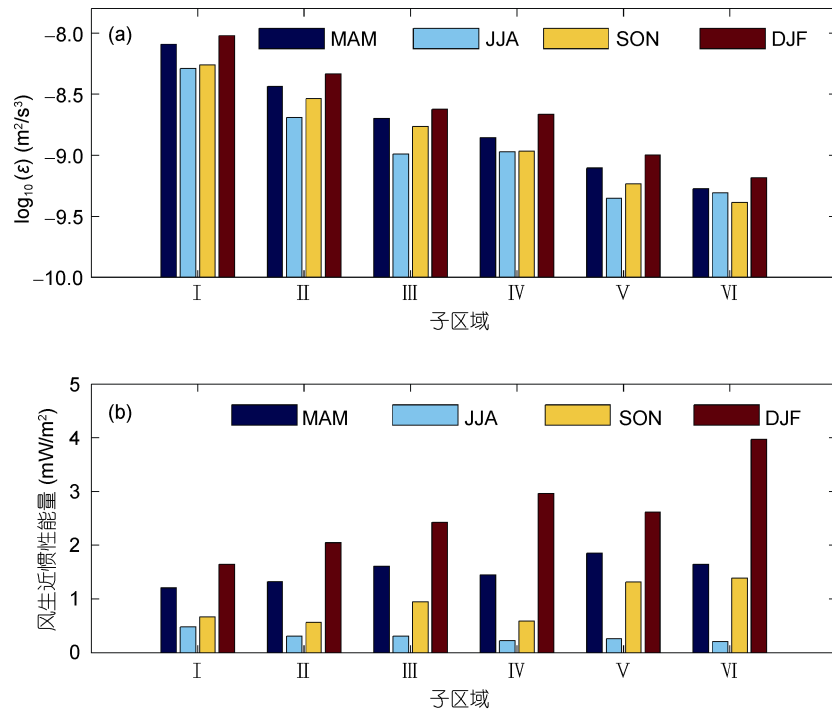


图 7 对应图 1 中六个子区域垂直平均的耗散率(a)及风生近惯性能量(b)的季节变化。

Fig.7 Seasonal variations of vertically averaged dissipation rate (a) and wind-induced near-inertial energy (b) in the six sub-regions as shown in Fig.1

率的比值 R 进行假设检验(Jing *et al*, 2013)。计算得到六个子区域中的 R_0 值分别为 1.54、1.51、1.32、1.40、1.62、1.56。假设估算的耗散率在区间 $[0.25\varepsilon_{\text{exa}}, 4\varepsilon_{\text{exa}}]$ 上均匀分布, 则 R 的概率密度函数可由 Monte

Carlo 方法模拟得到。如图 8 所示, 对于每个子区域, 当 ε_{exa} 不存在季节变化时, $R > R_0$ 的概率不足 5%。由此可见, 六个子区域中耗散率的季节变化都是可信的。

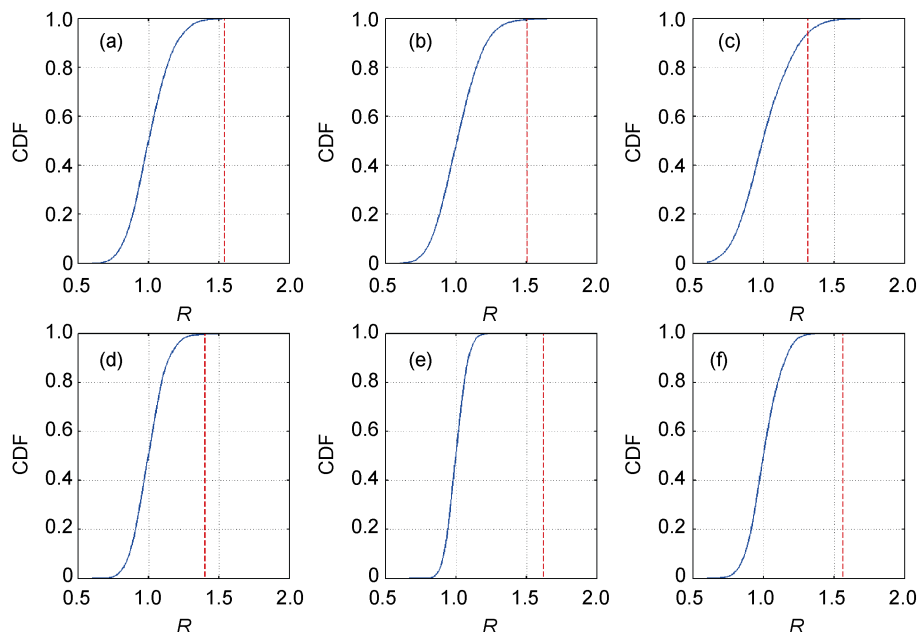


图 8 利用 Monte Carlo 方法模拟的六个子区域中 R 的累计概率密度函数。红色虚线代表 R_0 。

Fig.8 Cumulative distribution functions of R -values derived with Monte Carlo method in the six sub-regions Red dashed lines represent R_0 .

这些结果进一步证实了在西北太平洋区域, 风应力对上层海洋混合具有重要的影响作用, 其影响深度最浅 620m, 最深可达 1740m。特别地, 在大洋内区, 上层海洋混合虽然也存在明显的季节变化, 但与风生近惯性能量的相关性较弱, 意味着混合还受到其它因素的影响。

3 讨论

本文利用历史水文观测剖面资料, 基于细尺度参数化方法, 分析了西北太平洋海区跨等密度面湍流混合的空间分布特征及风应力的影响深度, 结果表明:

耗散率的空间分布与地形粗糙度相似, 在地形粗糙的区域, 如日本海沟、伊豆-小笠原海脊处, 垂直平均的耗散率达到 $O(10^{-8}\text{m}^2/\text{s}^3)$, 而在地形平坦的大洋内区, 垂直平均耗散率仅 $O(10^{-11}\text{m}^2/\text{s}^3)$ 。

耗散率呈现自西向东递减的趋势。在地形粗糙的伊豆-小笠原海脊附近, 东西约 5° 的范围内, 耗散率普遍较强。由于伊豆-小笠原海脊是西北太平洋一个重要的半日潮生成地, 而内潮能量的辐射距离可达

$O(1000\text{km})$, 内潮与地形之间的强相互作用使得混合增强(Niwa *et al*, 2001; St. Laurent *et al*, 2001; Simmons *et al*, 2004)。海脊以西 137°E 处平坦地形上的强混合则是由次谐波不稳定性导致(Qiu *et al*, 2012)。此外, 由于黑潮延伸体强流与粗糙地形相互作用, 地形对混合的影响向上可达 2000—3000m(Kunze *et al*, 2006)。

另外, 将研究区域划分为 6 个子区域(图 1), 研究了风应力对混合季节变化的影响。结果发现, 在日本近岸区域 I—V, 风生近惯性能量与上层的耗散率之间存在显著的正相关, 即当风输入的近惯性能量增加/减少时, 上层海洋的混合随之增强/减弱。同时风应力在不同区域的影响深度和程度也不同。在日本东南伊豆-小笠原海脊以东的子区域 IV, 风应力的影响深度最深达 1740m, 与耗散率的拟合系数较小为 0.10; 而在日本以南的子区域 I, 风应力的影响深度最浅为 620m, 拟合系数较大为 0.17; 在日本海沟、伊豆小笠原海脊附近的子区域 II、III、V, 风应力的影响深度约 1000m, 拟合系数平均为 0.16。而在大洋内区的子区域 VI, 上层海洋的耗散率同样具有明显的季节变

化, 且与风生近惯性能量之间存在一定的相关关系, 但相关性较弱, 说明这里的混合还受到其它因素的影响。

Jing 等(2013)发现夏威夷岛附近海域, 只有上层 300—600m 的混合具有明显的季节变化, 且与中尺度涡密切相关。在南大洋区域, 南极绕极流与粗糙地形相互作用也可为混合提供能量(Garabato *et al*, 2004; Wu *et al*, 2011)。考虑到西北太平洋地区的中尺度涡活动频繁, 这里还存在很强的东向流黑潮延伸体, 因此中尺度涡、黑潮与内潮、地形相互作用等对于上层海洋混合及风应力的影响深度具有一定的影响。这些问题将在今后的文章中作进一步的探讨。

参 考 文 献

- 荆钊, 2012. 中尺度涡和风应力影响下的跨等密度面湍流混合低频变异. 青岛: 中国海洋大学硕士学位论文, 1—78
- Alford M H, 2001. Internal swell generation: The spatial distribution of energy flux from the wind to mixed layer near-inertial motions. *J Phys Oceanogr*, 31(8): 2359—2368
- Alford M H, 2003. Improved global maps and 54 year history of windwork on ocean inertial motions. *Geophys Res Lett*, 30(8), 1424, doi: 10.1029/2002GL016614
- Carter G S, Gregg M C, 2002. Intense, variable mixing near the head of Monterey Submarine Canyon. *J Phys Oceanogr*, 32(11): 3145—3165
- D'Asaro E A, 1985. The energy flux from the wind to near inertial motions in the mixed-layer. *J Phys Oceanogr*, 15(8): 1043—1059
- Garabato A C, Polzin K L, King B A *et al*, 2004. Widespread intense turbulent mixing in the Southern Ocean. *Science*, 303: 210—213
- Gregg M C, 1987. Diapycnal mixing in the thermocline: A review. *J Geophys Res*, 92(C5): 5249—5286
- Gregg M C, Kunze E, 1991. Shear and strain in Santa-Monica Basin. *J Geophys Res*, 96(C9): 16709—16719
- Gregg M C, Sanford T B, Winkel D P, 2003. Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. *Nature*, 422, 513—515
- Jing Z, Wu L X, 2010. Seasonal variation of turbulent diapycnal mixing in the northwestern Pacific stirred by wind stress. *Geophys Res Lett*, 37(23), L23604, doi: 10.1029/2010GL045418
- Jing Z, Wu L X, Li L *et al*, 2011. Turbulent diapycnal mixing in the subtropical northwestern Pacific: Spatial-seasonal variations and role of eddies. *J Geophys Res*, 116, C10028, doi: 10.1029/2011jc007142
- Jing Z, Wu L X, 2013. Low-Frequency Modulation of Turbulent Diapycnal Mixing by Anticyclonic Eddies Inferred from the HOT Time Series. *J Phys Oceanogr*, 43(4): 824—835
- Kunze E, Firing E, Hummon J M *et al*, 2006. Global abyssal mixing inferred from lowered ADCP shear and CTD strain profiles. *J Phys Oceanogr*, 36(8): 1553—1576
- Ledwell J R, Watson A J, Law C S, 1993. Evidence for slow mixing across the pycnocline from an open ocean tracer release experiment. *Nature*, 364: 701—703
- Lilliefors H W, 1967. On Kolmogorov-Smirnov Test for Normality with Mean and Variance Unknown. *J Am Stat Assoc*, 62(318): 399—402
- Lueck R G, Mudge T D, 1997. Topographically induced mixing around a shallow seamount. *Science*, 276: 1831—1833
- Munk W H, 1966. Abyssal recipes. *Deep Sea Res*, 13: 707—730
- Nagasawa M, Niwa Y, Hibiya T, 2000. Spatial and temporal distribution of the wind-induced internal wave energy available for deep water mixing in the North Pacific. *J Geophys Res*, 105(C6): 13933—13943
- Niwa Y, Hibiya T, 2001. Numerical study of the spatial distribution of the M2 internal tide in the Pacific Ocean. *J Geophys Res*, 106(C10): 22441—22449
- Osborn T R, 1980. Estimates of the local-rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *J Phys Oceanogr*, 10(1): 83—89
- Pollard R T, Millard R C, 1970. Comparison between observed and simulated wind-generated inertial oscillations. *Deep Sea Res*, 17: 813—821
- Polzin K L, Oakey N S, Toole J M *et al*, 1996. Fine structure and microstructure characteristics across the northwest Atlantic subtropical front. *J Geophys Res*, 101(C6): 14111—14121
- Polzin K L, Toole J M, Ledwell J R *et al*, 1997. Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science*, 276: 93—96
- Qiu B, Chen S M, Carter G S, 2012. Time-varying parametric subharmonic instability from repeat CTD surveys in the northwestern Pacific Ocean. *J Geophys Res*, 117, C09012, doi: 10.1029/2012JC007882
- Simmons H L, Hallberg R W, Arbic B K, 2004. Internal wave generation in a global baroclinic tide model. *Deep Sea Res*, Part II, 51(25—26): 3043—3068
- St. Laurent L, Toole J M, Schmitt R W, 2001. Buoyancy forcing by turbulence above rough topography in the abyssal Brazil Basin. *J Phys Oceanogr*, 31(12): 3476—3495
- St. Laurent L, Garrett C, 2002. The role of internal tides in mixing the deep ocean. *J Phys Oceanogr*, 32(10): 2882—2899
- Whalen C B, Talley L D, MacKinnon J A, 2012. Spatial and temporal variability of global ocean mixing inferred from Argo profiles. *Geophys Res Lett* (39), L18612, doi: 10.1029/2012GL053196
- Waterman S, Naveira Garabato A C, Polzin K L, 2013. Internal waves and turbulence in the Antarctic Circumpolar Current. *J Phys Oceanogr*, 43(2): 259—282
- Wu L X, Jing Z, Riser S *et al*, 2011. Seasonal and spatial variations of Southern Ocean diapycnal mixing from Argo profiling floats. *Nat Geosci*, 4: 363—366
- Zhai X M, Greatbatch R J, Eden C *et al*, 2009. On the Loss of Wind-Induced Near-Inertial Energy to Turbulent Mixing in the Upper Ocean. *J Phys Oceanogr*, 39(11): 3040—3045

ANALYSIS OF TEMPORAL-SPATIAL VARIATIONS OF TURBULENT DIAPYCNAL MIXING IN THE NORTHWESTERN PACIFIC

YAN Xiao-Mei^{1, 2}, LI Ying^{1, 2, 3}, XU Yong-Sheng^{1, 2}

(1. *Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences, Qingdao 266071, China*; 2. *Key Laboratory of Ocean Circulation and Waves, Chinese Academy of Sciences, Qingdao 266071, China*; 3. *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract Based on historical hydrographic data of 2000—2007, temporal and spatial variations of turbulent diapycnal mixing in the northwestern Pacific are evaluated by employing a fine-scale parameterization method. In general, the spatial distribution of vertically averaged dissipation rate is consistent with topography along with a decreasing tendency from west to east. The estimated mean value is about $O(10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3)$ over rough topography, and $O(10^{-11} \text{ m}^2/\text{s}^3)$ on smooth seafloor. The turbulent mixing in the upper ocean in flat bathymetry also displays a distinct seasonal variability. It is found that the dissipation rate near shore is the strongest in winter and weakest in summer, which agrees well with the wind-induced near-inertial energy flux. In the ocean interior, however, the dissipation rate is the strongest in winter and weakest in fall, bearing a rather weak correlation with wind work on near-inertial motions. In addition, the vertical extent for wind stress exerting effects on turbulent mixing in different regions is estimated. It shows that the wind penetration depth is the shallowest west of the Izu-Ogasawara Ridge with a value of 620m and deepest east of this ridge with a value of 1740m.

Key words turbulent diapycnal mixing; wind-induced near-inertial energy; seasonal variation