

酒自帅, 郝占久, 闵文佳, 等. 非传统近似下风生近惯性内波的传播、耗散与混合效应[J]. 海洋学报, 2026, 48(x): 1–10, doi:
Jiu zishuai, Hao zhanjiu, Min wenjia, et al. Propagation, Dissipation, and Mixing Effects of Wind-Generated Near-Inertial Internal Waves under the Nontraditional Approximation[J]. Haiyang Xuebao, 2026, 48(x): 1–10, doi:

非传统近似下风生近惯性内波的传播、耗散与混合效应

酒自帅^{1,2}, 郝占久⁴, 闵文佳^{1,2,3}, 赵波^{1,2,3*}, 刘志亮^{1,2,3}

(1. 河北科技师范学院海洋科学研究中心, 河北秦皇岛 066004; 2. 河北省海洋动力过程与资源环境重点实验室, 河北秦皇岛 066004; 3. 秦皇岛市海洋生态安全与人工智能应用重点实验室, 河北秦皇岛 066004; 4. 交通运输部水运科学研究所, 北京 100088)

摘要: 本文采用数值模式 MITgcm 二维非静力模型, 模拟了低纬度海区 (2° – 20°) 风生近惯性内波在传统近似与非传统近似下的生成、传播与耗散过程, 系统分析了非传统近似 (即保留科氏参数水平分量) 对近惯性内波传播路径、能量耗散以及海洋内部混合的影响。非传统近似拓宽了内波的频散关系, 使近惯性内波能够产生亚惯性分量, 从而穿越传统近似下的惯性纬度, 向高纬及深海持续输送能量。极向传播的近惯性内波在非传统近似惯性纬度附近下传至海底, 经海底反射后能量在近底层聚集, 显著增强该区域的垂向剪切, 触发剪切不稳定产生内波能量耗散。不稳定区域单位纬向宽度的平均耗散功率为 0.25 W/m , 由此增强的湍流混合进而驱动深海的跨等密度面体积输运可达 $1.2 \times 10^{-4} \text{ Sv}$ 。基于模拟结果与全球近惯性内波能量耗散估算结果, 本文粗略地估算了非传统近似下风生近惯性内波诱发的深海湍流混合在全球范围内可驱动 $\sim 1 \text{ Sv}$ 量级的上升流。上述结果表明非传统近似对于准确评估风生近惯性内波能量耗散及其在全球经向翻转环流中的作用具有重要意义。

关键词: 非传统近似; 近惯性内波; 海洋内部混合; 剪切不稳定

中图分类号: 文献标志码: A 文章编号: 0253-4193(2026)x-0001-10

1 引言

近惯性内波是一种在全球海洋中广泛存在的波动。其频率在局地惯性频率附近, 发生在海洋内部界面, 以科氏力和约化重力为恢复力^[1-2]。近惯性内波是海洋高频波动能量的主导, 其生成机制复杂, 包括: 风应力强迫、不同频率内波间的非线性相互作用^[3-4]、自发生成^[5-6]以及深海洋流产生的地形波^[7]等。风应力强迫是主要的激发源之一^[8-10]。风生近惯性内波的动能主要在混合层产生并向下传播, 传播距离可达数千千米, 从而将风输入的能量输送至深海^[11-12]。内波破碎是驱动海洋内部跨等密度面混合的关键过程^[13-15],

而海洋内部混合又被认为是驱动全球经向翻转环流的重要机制^[16-17]。因此, 近惯性内波可通过引起混合, 进而驱动经向翻转环流, 在全球热量输送与生物地球化学循环中发挥重要调控作用^[18]。

作为地球流体的一种典型运动形式, 近惯性内波的生成、传播和耗散均受到科氏力的作用, 并直接影响近惯性内波的频散关系以及群速度^[19]。地球自转角速度矢量在局地直角坐标系中可分解为垂直分量 $f = 2\Omega \sin\varphi$ 和水平分量 $f' = 2\Omega \cos\varphi$, 其中 Ω 为地球自转角速度, φ 为纬度。传统近似下, 运动方程通常忽略科氏参数的水平分量 f' , 仅考虑垂直分量 f 的影响; 而非传统近似则保留完整的科氏力项。在传统近似框

收稿日期: 2026-03-27; 修订日期: 2026-05-12。

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金项目 (42406032); 河北省自然科学基金青年科学基金项目 (A 类) (D2024407005); 河北省省级科技计划项目 (242S3301Z)。

作者简介: 酒自帅 (2000—), 男, 河南南阳人, 硕士研究生, 研究方向: 内波与混合。E-mail: wx2587002681@163.com

* 通信作者: 赵波 (1992—), 男, 内蒙古乌兰察布人, 博士, 研究方向: 中尺度涡与海洋内波。E-mail: zb4041@hevttc.edu.cn

架下,自由传播内波的频率范围受限于 $f < \omega < N$,因此近惯性内波只能存在于略高于 f 的频率范围内。而采用非传统近似时,近惯性内波的频率范围得以拓宽,从而产生了自由传播且频率小于局地惯性频率的亚惯性内波^[20]。更重要的是,非传统近似不仅改变了近惯性内波的传播路径与动力学特征,还显著增强了其能量耗散率,从而引发更强烈的跨密度面混合过程。

传统近似下,近惯性内波极向传播过程中,当其频率与局地惯性频率相等时便会发生反射,对应的纬度称为惯性纬度^[21-22]。而非传统近似下,亚惯性内波可穿越惯性纬度,并在深海弱层结区域形成波导^[23-25]。非传统近似降低了近惯性内波发生临界反射的坡度,使全球更多平坦海底地形具备成为临界反射区的条件,从而增强深海湍流混合强度^[24]。在对赤道太平洋的数值模拟中,采用非传统近似后,临界反射增强了深海的湍流扩散,扩散率提升为 $1 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$,达到传统近似下的3倍,且混合区集中在赤道东太平洋的光滑地形区^[26]。此外,Delorme等,进一步的研究表明非传统效应下的临界反射可在平坦海底引发强烈的混合,形成厚度约100–300 m的临界层,其中湍流扩散率可达 $10^{-3} \sim 10^{-1} \text{ m}^2/\text{s}$,显著高于背景水平,从而为深海混合提供重要贡献^[27]。尽管已有研究揭示了非传统近似的重要作用,但多数研究集中在赤道捕获波以及中纬度区域,而对风生近惯性内波在低纬度范围的传播路径、耗散机制的研究较少,且缺乏对近惯性内波由于非传统近似的影响所引起垂向体积输运的定量研究。

在非传统近似下,科氏参数的水平分量 f' 出现在垂向运动方程中,因此无法沿用静力近似,而必须保留完整的垂向动力学过程。为系统探究非传统近似对近惯性内波传播路径、耗散机制及其引起的垂向体积输运的影响,本文采用麻省理工学院通用环流模型(MITgcm),在二维非静力近似框架下,分别模拟了传统近似和非传统近似下风生近惯性内波的生成、传播与耗散过程。研究重点关注非传统近似下风生近惯性内波的耗散机制,并定量评估了该机制所驱动的垂向体积输运。本文的结构如下:第二节介绍了近惯性内波的相关理论;第三节介绍了数值模式的初始设置;第四节为结果和分析部分;第五节是总结和讨论。

2 非传统近似下近惯性内波的相关理论

地球自转角速度矢量在局地直角坐标系中可分解为垂直分量 $f = 2\Omega \sin\varphi$ 和水平分量 $f' = 2\Omega \cos\varphi$ 。完整科氏力可以表示为 $(fv - f'w)i - fu_j + f'uk$, u 、 v 、 w 分

别为内波的纬向、经向、垂向速度, i 、 j 和 k 表示局地直角坐标系的单位法向量。海洋运动的水平速度远大于垂向速度,且垂直方向上,重力占主导,因此可以将含科氏力的水平分量 f' 的项 $f'wi$ 和 $f'uj$ 忽略,这便是传统近似。若保留完整科氏力,则称为非传统近似。

海洋内波是发生在密度稳定层化的海水内部的一种波动^[28]。非传统近似下海洋中的内波可由以下Boussinesq方程描述:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + f'w - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} - f'u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + b, \quad (3)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} + N^2w = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

其中, p 为压强扰动, b 为浮力扰动, N 为浮力频率, u 、 v 、 w 分别为内波的纬向、经向、垂向速度, f' 为0时便是传统近似下线性海洋内波满足的Boussinesq方程组。

$$\omega^2 = \frac{(fm + f'l)^2 + N^2l^2}{l^2 + m^2}, \quad (6)$$

其中, ω 为近惯性内波的频率, l 和 m 分别为近惯性内波的经向和垂向波数。 f' 为0时便是传统近似下近惯性内波的频散关系。

本文参考Gerkema计算亚惯性波频率下限的方法^[19],其表达式为:

$$\omega_{\min}^2 = 1/2 \left(\lambda - [\lambda^2 - (2fN)^2]^{1/2} \right), \quad (7)$$

$$\lambda = N^2 + f^2 + f' \sin^2 \alpha, \quad (8)$$

其中, α 为平面波传播方位角,表示相对于纬向的夹角。当 α 为0或 π 时,内波沿东西向传播,含科氏参数水平分量 f' 的项便为0,即 $\omega_{\min} = f$,此时方程便退化传统近似形式,亚惯性波频带消失。本文采用的二维模式中波动仅沿经向传播,方位角为 $\pi/2$ 。

非传统近似下近惯性内波的水平群速度和垂向群速度可以表示为:

$$C_{gy} = \frac{\partial \omega}{\partial l} = \frac{(fm + f'l)f' + (N^2 - \omega^2)l}{\omega(l^2 + m^2)}, \quad (9)$$

$$C_{gz} = \frac{\partial \omega}{\partial m} = \frac{(fm + f'l) - \omega^2 m}{\omega(l^2 + m^2)}, \quad (10)$$

与传统近似相比,非传统近似下科氏参数的水平分量 f' 改变了群速度,这一改变必然会使近惯性内波的传播路径发生变化。传统近似下,近惯性内波在极向传播过程中,当其频率与局地惯性频率相等(即

$\omega = f$)时, 垂向波数趋于无穷大, 导致波无法继续传播并发生反射, 对应的纬度被称为该波的惯性纬度^[21–22]。在这种情况下, 惯性纬度同时也是近惯性内波传播的转折纬度。然而, 在非传统近似下, 亚惯性内波能够穿越惯性纬度并向深海传播, 近惯性内波真正发生反射的位置不再与惯性纬度重合, 而是出现在更高纬度的位置。因此, 传统近似下近惯性内波的惯性纬度等于其转折纬度, 而非传统近似下近惯性内波的转折纬度要大于其惯性纬度^[23–24]。

非传统近似下内波的转折纬度可以表示为:

$$y_c(z) = \frac{1}{\beta} \left(-f_0 + \omega \sqrt{\frac{N^2 - \omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2}} \right). \quad (11)$$

其中, f_0 为内波生成源区的频率, $\beta = 2\Omega \cos\varphi/\alpha$, α 为地球半径。由公式(11)可知, 非传统近似下的转折纬度不仅高于惯性纬度, 而且还通过局地浮力频率 $N(z)$ 表现出显著的深度依赖性。

3 模型设置

MITgcm是由Marshall等(1997)开发的一种开源通用环流数值模式^[29]。该模型采用统一的动力学框架, 可用于模拟海洋、大气以及耦合系统中的环流过程, 并能够在从全球尺度到局地高分辨率尺度的多种时空尺度上开展数值实验。在动力学求解方面, MITgcm既支持传统近似, 也支持包含科氏参数水平分量的非传统近似, 从而能够更完整地描述旋转效应对流体运动的影响。此外, 该模式还提供非静力近似选项, 通过保留动量方程中的垂向加速度项, 可以更准确地模拟近惯性内波、对流以及其他非静力平衡的小尺度动力过程。

本文在二维非静力框架下设置了一个理想化数值实验区域。计算区域的水平范围为2000 km(对应纬度范围为2°–20°), 垂向深度为2000 m。模式网格采用均匀分布, 水平分辨率和垂直分辨率分别为2.5 km和4 m。为描述低纬度地区科氏参数随纬度变化的影响, 模型采用 β 平面近似, 即科氏参数随纬度呈线性变化($f = f_0 + \beta y$)。为减少侧边界反射对内波传播的影响, 南北边界处设置了宽度为75 km的海绵层来吸收波能。海底采用自由滑移边界条件以避免底摩擦产生额外的混合对实验结果造成干扰。初始温度场参考World Ocean Atlas 2018中赤道太平洋区域的05–17多年平均温度剖面, 设置为从海表的29°C减小到海底的3.5°C(图1a)。本文主要关注的是浮力频率对近惯性内波传播及能量演化的影响, 且该影响主要由温度主导, 因此将盐度分布简化设置为固

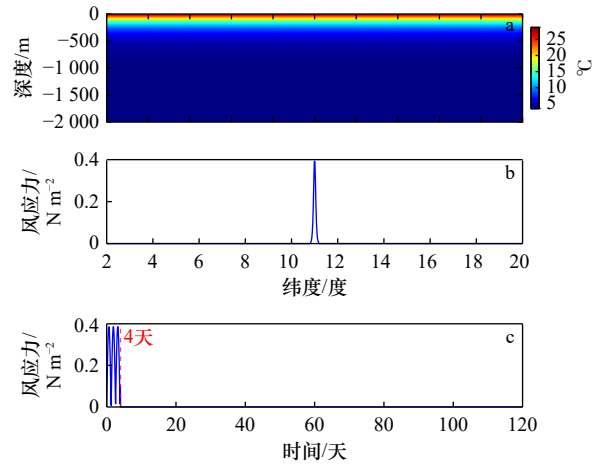


图1 模式初始场

Fig. 1 Initial fields of the numerical model

(a) 温度分布 (b) 风应力大小和位置分布, 风应力作用区域为40 km (c) 风应力大小随时间变化分布
(a) Temperature distribution (b) Magnitude and spatial distribution of wind stress, the wind forcing region spans 40 km (c) Temporal evolution of wind stress magnitude

定值35。模型初始流速设置为零, 以排除背景环流的影响, 从而突出风生近惯性内波的动力学过程。本文采用理想化风强迫, 风应力在空间上采用双曲正割平方函数($sech^2$)进行经向局地化分布^[30], 其表达式为:

$$\tau = \tau_0 sech^2 \left(\frac{y - y_c}{l_0} \right). \quad (12)$$

其中, $y_c = 11^\circ$ 为风应力强迫中心位置, $l_0 = 6.67$ km为特征宽度(图1b), $\tau_0 = 0.4$ N/m²为峰值强度(图1c)。模拟共持续120天, 且只在前4天施加海表风应力(图1c)。本文风应力的时间尺度与纬度11度的惯性周期2.6天相当, 有利于共振激发近惯性响应。而且短时强风事件被认为是激发近惯性内波的主要机制^[9]。本文的风场设置, 具有平滑且快速衰减的特性, 可避免引入数值噪声, 同时将能量约束在有限区域内, 且4天后无风应力强迫, 可模拟风暴短暂强迫后海洋的自由演变过程, 有助于分离风生近惯性内波的初始生成与后期传播耗散过程, 减少源区持续生成信号对内波传播的干扰, 从而突出风生近惯性内波传播与能量演化的过程。

4 结果与分析

4.1 近惯性内波的传播特征

为分析风生近惯性内波的传播特征, 本文使用4阶巴特沃斯带通滤波提取近惯性运动, 截止频率设置为 $[0.7f, 1.3f]$ ($f = 2\Omega \sin 11^\circ$)。图2为第70天滤波后散度经向–深度剖面。在传统近似下(图2a), 近惯性内波极向传播过程中群速度逐渐变小, 内波便会

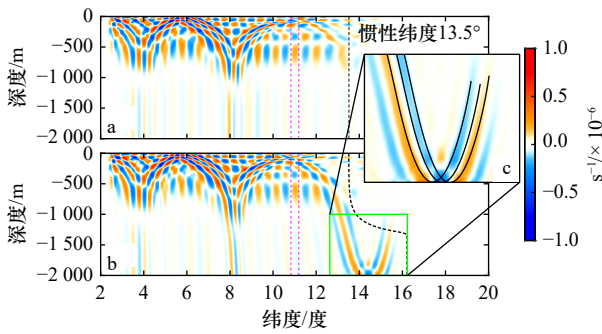


图 2 模式运行第 70 天的散度场

Fig. 2 Divergence field on day 70 of the model simulation

(a) 传统近似和 (b) 非传统近似。(c) 绿色方框区域叠加波射线的放大图。黑色虚线为传统近似、非传统近似的转折纬度线。品红色虚线内为风应力作用区域。绿色方框区域内为非传统近似下内波极向传播的影响区域

(a) Traditional approximation and (b) Non-traditional approximation. (c) Magnified superimposed internal wave rays within the green box. The black dashed lines denote the turning latitudes under the traditional and non-traditional approximations. The magenta dashed lines indicate the wind forcing region. The green box marks the region influenced by the poleward propagation of near-inertial waves under the nontraditional approximation

在接近惯性纬度时发生反射, 能量被限制在惯性纬度内, 无法穿越惯性纬度继续向高纬传播。在非传统近似下(图 2b), f 拓宽了极向传播的内波的频率范围, 产生亚惯性内波, 其可以穿越惯性纬度并继续向高纬传播, 随后在转折纬度达到传播的极限, 最终无法继续极向传播并在深海弱层结区域聚集。

本文采用射线追踪模型对风生近惯性内波的传播路径与波数演化进行分析。实验设置了 1 条向赤道方向传播的射线和 4 条极向传播的射线, 且传统近似和非传统近似下的射线的初始位置完全相同。

根据 WKB (Wentzel-Kramers Brillouin) 近似理论, 在缓慢变化的背景环境中, 内波可以被视为局地平面波, 其能量沿射线传播^[28]。射线位置的演化由内波的群速度决定, 其方程可表示为:

$$\frac{dy}{dt} = C_{gy}, \quad (13)$$

$$\frac{dz}{dt} = C_{gz}, \quad (14)$$

由于背景环境 (如层结强度或科氏参数) 在空间上的变化, 内波的波数也会随之发生调整。在 WKB 近似下, 波数的演化由频散关系对空间坐标的梯度所控制, 其演化方程可表示为:

$$\frac{dl}{dt} = -\frac{\partial\omega}{\partial y} = \frac{2(fm + f'l)(m\beta + l\partial f'/\partial y) + l^2\partial N^2/\partial y}{2\omega(l^2 + m^2)}, \quad (15)$$

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{\partial\omega}{\partial z} = -\frac{l^2\partial N^2/\partial z}{2\omega(l^2 + m^2)}, \quad (16)$$

其中, f 为 0 时便是传统近似下的射线追踪的表达式。积分方程(13-14)就得到了内波能量的传播路径。

在射线追踪求解过程中, 本文基于非传统近似下内波的频散关系, 构建关于垂向波数 m 的二次控制方程:

$$(\omega^2 - f^2)m^2 - 2ff'l m + l^2(\omega^2 - f'^2 - N^2) = 0, \quad (17)$$

$$\Delta = (2ff'l)^2 - 4(\omega^2 - f^2)l^2(\omega^2 - f'^2 - N^2). \quad (18)$$

当 $\Delta < 0$ 时, 方程无实根, 表明射线已到达转折纬度, 无法沿原传播方向继续积分。此时, 保持射线的水平波数 l 不变, 将垂向波数 m 设置为与原传播方向符号一致的极小值 (10^{-8}), 使其趋近于 0。这样处理符合内波在转折纬度处垂向波数趋近于 0 的特征, 也避免了射线追踪数值计算过程停止。该处理下, 射线在转折纬度处几乎垂直反射, 随后沿反转后的方向继续演化, 并在下一时间步重新求解频散关系以获取新的实时波数。尽管真实内波在转折纬度处的反射是根据转折纬度法线斜率有关, 并非严格垂直反射, 但转折纬度的空间分布接近水平, 该近似处理具有物理合理性。

在传统近似下(图 3a), 极向传播的近惯性内波在接近惯性纬度 (13.5°) 时便发生转折并逐渐耗散。而在非传统近似下(图 3b), 射线能够穿越惯性纬度并继续向深海传播, 最终在转折纬度处发生反射, 且在接近海底时反射增强, 使得波的能量在近底边界聚集, 并最终在此耗散, 形成强耗散区。

4.2 非传统近似下的剪切不稳定

由于非传统近似允许亚惯性内波向深海传播并在海底附近发生能量聚集, 其最直接的动力学影响便是增强剪切与减弱层结稳定性。第 70 天时传统近似

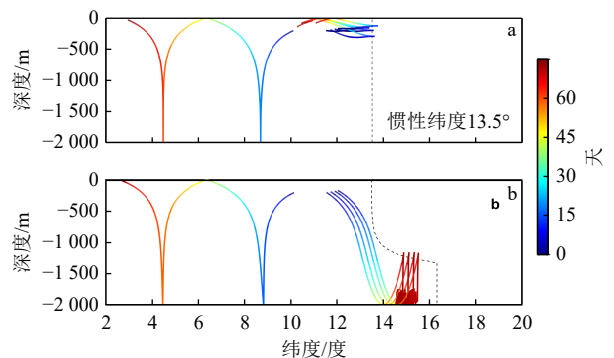


图 3 近惯性内波射线追踪模型结果

Fig. 3 The ray-tracing model results of near-inertial waves

(a) 传统近似和 (b) 非传统近似。黑色虚线为传统近似、非传统近似的转折纬度

(a) Traditional approximation and (b) Non-traditional approximation. The black dashed lines denote the turning latitudes

与非传统近似下的 Ri 分布如图 4 所示。理查德森数可以表示为:

$$Ri = \frac{N^2}{(dv/dz)^2}, \quad (19)$$

其中, $\frac{dv}{dz}$ 表示垂向剪切。在传统近似条件下(图 4a), Ri 未出现小于 0.25 的区域, 表明传统近似下极向传播的近惯性内波没有产生剪切不稳定。相比之下, 在非传统近似下(图 4b), 惯性纬度处出现明显的小于 0.25 的 Ri 带。这就表明, 在非传统近似下, 亚惯性内波会在深海弱层结区域被“捕获”, 能量汇聚形成强剪切束, 从而显著降低惯性纬度附近海底的理查德森数^[31]。

图 5 展示了非传统近似下, Ri 小于 0.25 的经向范围在剪切不稳定区域经向长度(图 4 黑色方框)中所占比例的深度-时间变化分布。理查德森数在第 55 天左右开始小于 0.25, 在 70–85 天近海底区域的 Ri 小于 0.25 占比最大。空间上看, Ri 小于 0.25 主要位于深度 1 900 m 到 1 980 m 区域且持续时间较长, 表明近惯性内波在该区域持续诱发剪切不稳定。

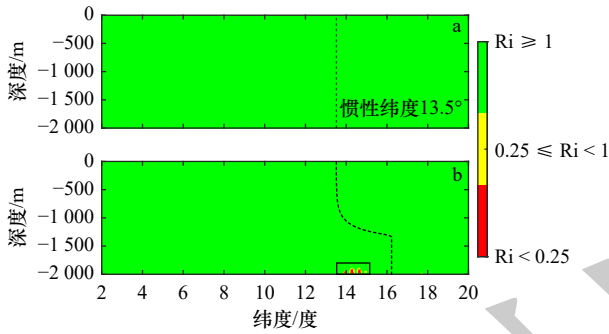


图 4 模式运行第 70 天的理查德森数 (Ri) 分布

Fig. 4 Distribution of the Richardson number (Ri) on day 70 (a) traditional approximation and (b) non-traditional approximation. The black box marks the seafloor region where shear instability occurs

(a) Traditional approximation and (b) Non-traditional approximation. The black box marks the seafloor region where shear instability occurs

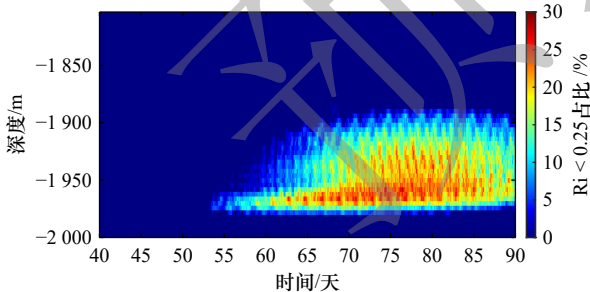


图 5 Ri 小于 0.25 的经向范围在剪切不稳定区域经向长度(图 4 黑色方框)中所占比例的深度-时间变化分布

Fig. 5 Depth-time variation of the proportion of the meridional extent with $Ri < 0.25$ to the meridional length of the shear instability region (black box in Fig. 4)

剪切不稳定的发生会增强局地湍流混合, 这一过程最终会反映在海底层结的变化上。图 6 为第 70 天浮力频率(N^2)的对数分布。由于海底混合增强, 与传统近似结果(图 6a)相比, 在非传统近似下(图 6b), 海底附近的层结明显更弱。这一结果表明, 在非传统近似下, 极向传播的亚惯性内波在深海区域能突破惯性纬度的限制, 进而在惯性纬度和转折纬度之间产生更强的垂向剪切, 最终导致海底混合增强。

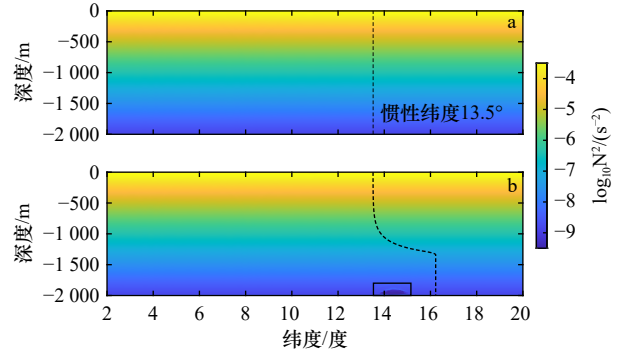


图 6 第 70 天浮力频率(N^2)分布

Fig. 6 Distribution of the buoyancy frequency N^2 on day 70

(a) 传统近似和 (b) 非传统近似下第 70 天 N^2 对数分布

(a) Traditional approximation and (b) non-traditional approximation: $\log(N^2)$ distribution on day 70

4.3 剪切不稳定引起的能量转化与湍流混合

剪切不稳定的发生区域主要位于惯性纬度 13.5° 附近的深海, 因此选取纬度 12.6° – 16.2° N, 深度 1 000 m 到 2 000 m 区域(图 2 绿色方框区域), 研究近惯性内波的能量变化。

近惯性内波的总能量密度为:

$$E = 1/2\rho_0 \left[(W^2 + V^2) + \frac{b'^2}{N^2} \right], \quad (20)$$

其中, $\rho_0 = 1 025 \text{ kg/m}^3$ 为参考密度, W 和 V 分别为近惯性内波的垂向和径向速度, b' 为滤波后的浮力扰动。其在内波传播耗散过程中的变化方程为:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot F + \epsilon = 0, \quad (21)$$

其中, $\frac{\partial E}{\partial t}$ 表示能量密度的局地变化, ϵ 为湍流耗散率(正值表示能量耗散)。 $F = (F_y, F_z)$ 为近惯性内波的能量通量, $F_y = p'v$ 和 $F_z = p'w$ 分别为经向和垂向能量通量, p' 为对总压强 $p = \rho_0(PH + PNH)$ 带通滤波后的压强扰动, 即近惯性内波引起的压强扰动。 PH 为流体静力压强势, PNH 为流体非静力压强势, 两个变量都是由非静力近似下 MITgcm 直接生成的数据。将能量方程从 t_0 到 t 积分后就能得到 t_0 到 t 时间段内近惯性内波的净能量变化 (t_0 为模式运行的第 49 天), 即:

$$\Delta E = - \int_{t_0}^t (\nabla \cdot F) dt - \int_{t_0}^t \varepsilon dt. \quad (22)$$

其中, $\Delta E = E(t) - E(t_0)$ 。图 7a 为能量通量散度项 ($\int \nabla \cdot F dt$) 的时间积分。在模式运行的第 50 天后, 该项的负值主要集中在近底边界区域, 由于 $\nabla \cdot F < 0$ 表示能量通量辐聚, 即能量净流入。因此, 该结果表明近惯性内波能量在深海近底边界区域发生明显的汇聚。非传统近似下剪切不稳定 (图 5) 在此范围内发生。这说明在非传统近似下, 近惯性内波极向传播过程中能够持续向深海输送能量^[23]。在第 63 天之后近底边界区域的 ΔE 出现明显的负值 (图 7b), 说明该区域的近惯性内波能量随时间持续减少。尽管能量通量向海底辐聚, 而局地内波能量却逐渐减弱, 表明输送至海底的内波能量并未在局地累积, 而是发生了明显的能量耗散过程。

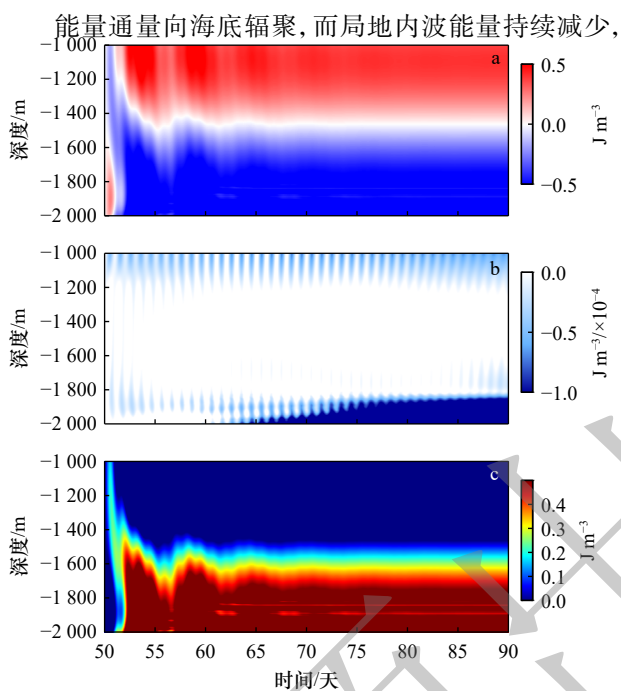


图 7 非传统近似下纬度 12.6° – 16.2° 区域 (图 2 绿色方框内区域) 近惯性内波累计能量变化的深度–时间分布

Fig. 7 Depth–time distribution of the cumulative near-inertial wave energy variation in the latitude band 12.6° – 16.2° (corresponding to the green box in Fig. 2) under the non-traditional approximation

(a) 能量通量散度项的时间积分 $\int_{t_0}^t \nabla \cdot F dt$; (b) t_0 时刻到 t 时刻内波总能量密度的差值 $\Delta E = E(t) - E(t_0)$; (c) 能量耗散项的时间积分 $\int_{t_0}^t \varepsilon dt$

(a) Time integral of the divergence of the energy flux term: $\int_{t_0}^t \nabla \cdot F dt$;

(b) The change in total wave energy density from time t_0 to time t :

$\Delta E = E(t) - E(t_0)$; (c) Time integral of the energy

dissipation term: $\int_{t_0}^t \varepsilon dt$

根据能量守恒可知在深海海底附近存在显著能量耗散过程。累计能量耗散项 ($\int \varepsilon dt$) 的时空分布如图 7c 所示, 其中正值表示内波能量转化为能量耗散。集中在近底边界区域的耗散高值区表明, 在非传统近似下, 向下传播的近惯性能量在海底附近转化为能量耗散的程度增强^[32]。这一深层耗散增强特征与前文所示在惯性纬度附近, 近底边界区域理查德森数 (Ri) 显著降低 (图 4b) 以及浮力频率明显减弱 (图 6) 相一致。此外, 近底边界耗散增强 (图 7c) 出现的时间与理查德森数开始降低 (图 5) 的时间基本一致, 均发生在模式运行的第 51 天左右。进一步证明非传统近似下, 亚惯性内波通过增强深海海底附近的剪切不稳定, 显著促进了深海能量耗散与湍流混合。

为进一步量化亚惯性波传播区域能量收支的时间变化特征, 图 8 展示了 12.6° – 16.2° N 区域 (图 2 绿色方框内区域) 累计能量收支三项的时间序列。结果显示, 能量通量散度项 (蓝线) 始终为负, 同时能量密度变化 (绿线) 接近于零。这表明该区域是近惯性内波能量的净流入区, 但内波总能量并未增加。由此推断, 传入该区域的能量主要由剪切不稳定过程持续耗散 (如红线所示)。

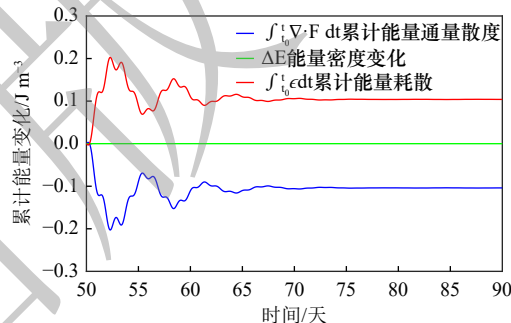


图 8 非传统近似下纬度 12.6° – 16.2° 区域 (图 2 绿色方框内区域) 累计能量收支三项的时间序列

Fig. 8 Temporal variations of various cumulative energy components in the latitude band 12.6° – 16.2° (corresponding to the green box in Fig. 2) under the non-traditional approximation

4.4 剪切不稳定引起的体积输运

剪切不稳定导致非传统近似下的近惯性内波在海底产生了显著的耗散。在此基础上, 本文进一步分析海底发生剪切不稳定区域 (图 4 黑色方框内区域) 混合强度的演变过程。模式采用 KPP 湍流混合参数化方案, 图 9 为非传统近似下该区域垂向湍流扩散率的深度–时间分布。在 1800 m 以深的近底层, 从第 49 天起, 湍流扩散率持续显著高于背景水平, 并在第 55 天后湍流扩散率进一步增强, 达到 $1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}$ 。湍流扩散率在海底增强, 表明近惯性内波诱发的剪切

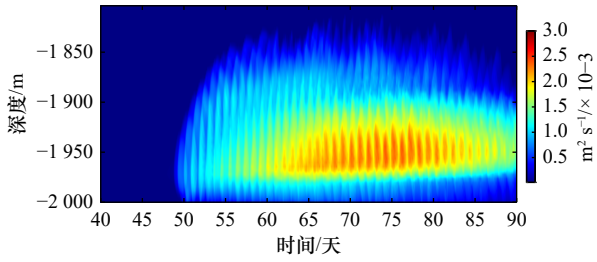


图9 非传统近似下海底发生剪切不稳定区域(图4黑色方框内区域)KPP方案垂向湍流扩散率(K_z)深度-时间变化分布

Fig. 9 Depth-time distribution of vertical turbulent diffusivity (K_z) from the KPP scheme in the seafloor shear instability region under the non-traditional approximation (corresponding to the black box in Fig. 4)

不稳定有效增强了该区域的垂向湍流混合。湍流混合增强进一步改变了海底附近的层结结构,为深海物质的运输创造了有利条件。

为分析海底增强的垂向湍流扩散率可能对深海体积运输产生的影响,本文根据 Delorme 计算垂向体积运输量的方法^[33],使用下列公式来表示由内波破碎伴随的能量耗散所驱动的跨等密度面体积运输:

$$w_{dia} = \frac{D}{N^2}, \quad (23)$$

$$D = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_c \frac{\partial b}{\partial z} \right), \quad (24)$$

$$\psi_{dia} = \int_{-\infty}^{+\infty} w_{dia} dy. \quad (25)$$

其中, w_{dia} 为跨等密度面垂向速度, D 为湍流浮力通量的垂向梯度, ψ_{dia} 为垂向体积运输量。

图10a展示了海底发生剪切不稳定区域(图4黑色方框内区域)跨等密度面体积运输的时间深度图。结果显示49天后深海海底附近出现持续的垂向体积运输现象。对其进行垂向积分(图10b)后得到的净体积运输平均值为 1.2×10^{-4} Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$), 表现为净上升流。非传统近似不仅增强了海底近惯性能量的耗散和湍流混合,而且通过跨等密度面过程在深海持续诱发垂向体积运输。这种由近惯性内波调制的深层上升流机制,可能对全球深海混合强度及大尺度经向翻转环流带来影响^[16]。该剪切不稳定区域(图4黑色方框内)的单位纬向宽度的平均耗散功率为 0.25 W/m 。考虑到全球风生近惯性波输入总能量功率约 $0.3\text{--}1 \text{ TW}$ ^[34],而只有约30%能够向深海传播^[35],并取全球海洋纬向长度约 $2.5 \times 10^7 \text{ m}$,可以粗略估算在非传统近似条件下,风生近惯性内波在全球范围内可能驱动约 1.76 Sv 的深层上升流。

本文基于数值模式 MITgcm 的二维非静力模型,

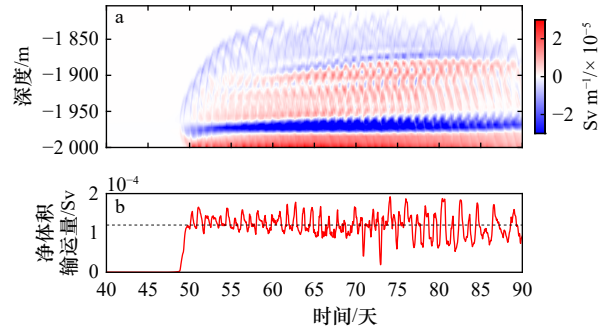


图10 非传统近似下海底发生剪切不稳定区域(图4黑色方框内区域)由内波破碎伴随的能量耗散所驱动跨等密度面体积运输时间变化分布

Fig. 10 Temporal evolution of diapycnal volume transport driven by energy dissipation associated with internal wave breaking in the near-bottom shear instability region under the non-traditional approximation (the black box in Fig. 4)

(a) 跨等密度面体积运输的霍夫莫勒图(b)子图a垂向积分后的净体积运输,黑色虚线处为平均值 1.2×10^{-4} Sv 总结和讨论
(a) Hovmöller diagram of diapycnal volume transport (b) Vertically integrated net volume transport from subpanel (a), with the black dashed line indicating the time-mean value of 1.2×10^{-4} Sv

在低纬度($2^\circ\text{--}20^\circ\text{N}$)区域进行了传统近似与非传统近似下风生近惯性内波的对照模拟实验,系统分析了非传统近似下,近惯性内波传播路径、能量耗散以及海底混合的影响。结果表明,非传统近似拓宽了内波的频散关系,使得原本被传统近似限制在惯性纬度内的近惯性内波能够产生亚惯性内波,并穿越惯性纬度向极地和深海方向传播。向深海传播的近惯性内波在传播到海底附近会在其惯性纬度附近反射增强,最终触发剪切不稳定,增加能量耗散,导致海底附近层结减弱、湍流垂向扩散率增强。

非传统近似下向深海传播的近惯性能量主要在海底附近发生强烈的能量耗散过程。随着海底附近耗散增强,湍流混合强度显著提高,进而改变层结结构并诱发跨等密度面体积运输。在海底发生剪切不稳定区域形成净上升流,其强度平均为 1.2×10^{-4} Sv。结合全球内波能量耗散的结果,估算出非传统近似下风生近惯性内波对全球深海上上升流的潜在贡献可达约 1 Sv 。而在传统近似模拟的结果中,波动在接近惯性纬度时发生转折,能量在其传播过程中逐渐耗散,未在局地产生足够强的垂向剪切。因此,传统近似下近惯性内波未在海底惯性纬度区域引起跨等密度面体积运输。该结果表明,科氏参数的水平分量对近惯性内波的传播与耗散起着关键作用,在全球深海混合及经向翻转环流的维持中发挥着不可忽视的作用。

本文对全球体积运输的估算所采用的是基于单

一纬度带理想数值模拟实验得到的结果,仅是量级上的估计。该估算存在一些不确定性因素:首先,估算过程中采用的关键参数,如全球风生近惯性内波的总能量输入以及约 30% 近惯性能量可向下传入深海的比例,均来源于已有研究结论,可能存在观测与计算误差。此外,本文在估算全球体积输运时,引入了纬向平均距离 2.5×10^7 m,也是一个粗略的近似,同样会引起误差。

其次,本文采用二维非静力模型,未考虑背景流及三维动力过程对近惯性内波传播的调制作用。在实际海洋中,背景涡旋通过改变有效科氏参数($f_{eff} = f + \zeta/2$)会显著影响内波传播路径与能量分布^[36]。例如,在反气旋涡中,负相对涡度利于捕获内波,使其能量向下传播,形成“惯性烟囱”效应^[37]。同时,背景剪切流会与内波发生显著的波-流相互作用,改变内波的传播过程及能量传输^[36]。因此,二维模型忽略上述过程,可能低估剪切较强区域的能量耗散。另一方面,由于未考虑水平波数 k 引起的三维侧向频散效应对波传播路径的影响,在实际海洋环境中,近惯性内波的侧向频散减弱了局地的能量汇聚和耗散。因此,二维模型可能高估局地耗散强度。为评估这些误差对结果的影响,本文进一步开展了三维数值实验。三维模拟区域的经向长度为 2 000 km,纬向长度为 600 km,垂向水深为 2 000 m,模式网格采用均匀分布,水平分辨率和垂直分辨率分别为 10 km 和 5 m。温度、盐度、风应力的设置方式与二维高分辨率模型一致,具体设置为:温度从海表的 29°C 减小到海底的 3.5°C,盐度为固定值 35,风应力中心为区域中心,风应力作用在经向长度 40 km,纬向长度 600 km 的区域,最大风应力设置为 0.4 N/m²,风应力持续 4 天,共模拟 120 天。三维模拟的结果表明,内波纬向传播过程中的耗散强度明显较二维更弱,而全球体积输运与二维模拟结果接近,也是 ~1 Sv 量级。由于计算资源的限制,当前三维模拟尚不能实现高分辨率模拟,不足以准确描述近惯性内波在三维空间中的不稳定过程以及非线性

相互作用。因此该分辨率下的三维模拟仅作为对二维模拟结果的对照验证。

为测试不同层结条件与风应力强度对近惯性内波引起跨等密度面体积输运的影响,我们开展了敏感性实验。结果显示,尽管风应力增强或深海浮力频率减小均会导致体积输运量增加,但在我们所设参数范围内,最终不同实验计算的体积输运的量级并未发生明显变化(表 1)。

表 1 不同层化强度与风应力强迫下深海的体积输运
Table 1 Volume transport in the deep ocean under different stratification intensities and wind stress forcing

1 500 m 以深平均浮力频率平方/s ⁻²	风应力/N m ⁻²	平均体积输运/Sv
7.92×10^{-9}	0.4	1.20×10^{-4}
	0.5	1.23×10^{-4}
	1	1.71×10^{-4}
1.50×10^{-8}	0.4	6.80×10^{-5}
	0.5	1.07×10^{-4}
	1	1.42×10^{-4}

本文 MITgcm 模型采用的 KPP 混合参数化方案,其海洋内部的混合包括两部分,恒定的背景混合项和由局地梯度理查德森数(Ri_g)调控的剪切混合项^[38]。在该框架下,KPP 方案存在两方面的潜在局限性。一方面,Thakur 等指出,方案中默认的背景混合项在分辨率较高的模拟中,可能造成过度混合^[39],即高估了内波破碎所驱动的混合。另一方面,剪切混合项仅在 $Ri_g < 0.7$ (默认临界值为 0.7)时才被激活。若近惯性内波破碎过程诱发的局地剪切不足以使 Ri_g 降至该临界值以下,则这部分动态湍流混合便无法被有效捕捉。在这种情况下,KPP 方案则可能低估近惯性内波破碎驱动的混合。此外,本文尚未考虑复杂地形以及真实风场的时空分布不均等因素,未来工作将结合三维高分辨率数值模拟与观测数据,对非传统近似在真实海洋中的作用进行进一步验证和定量评估。

参考文献:

- [1] Alford M H, MacKinnon J A, Simmons H L, et al. Near-inertial internal gravity waves in the ocean[J]. *Annual Review of Marine Science*, 2016, 8: 95–123.
- [2] Ferrari R, Mashayek A, McDougall T J, et al. Turning ocean mixing upside down[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2016, 46(7): 2239–2261.
- [3] MacKinnon J A, Gregg M C. Spring mixing: turbulence and internal waves during restratification on the New England Shelf[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2005, 35(12): 2425–2443.
- [4] Polzin, K L. Mesoscale eddy–internal wave coupling. Part II: energetics and results from polymode[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2010, 40(4): 789–801.

- [5] Nagai T, Tandon A, Kunze E, et al. Spontaneous generation of near-inertial waves by the Kuroshio Front[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2015, 45(9): 2381–2406.
- [6] Zhao Bo, Liu Zhiliang, Xu Zhenhua, et al. Spontaneous near-inertial wave generation from mesoscale eddy: nonlinear forcing mechanism[J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35(7): 076609.
- [7] Nikurashin M, Ferrari R. Radiation and dissipation of internal waves generated by geostrophic motions impinging on small-scale topography: theory[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2010, 40(5): 1055–1074.
- [8] D'Asaro E A, Eriksen C C, Levine M D, et al. Upper-ocean inertial currents forced by a strong storm. Part I: data and comparisons with linear theory[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1995, 25(11): 2909–2936.
- [9] Alford M H. Redistribution of energy available for ocean mixing by long-range propagation of internal waves[J]. *Nature*, 2003, 423(6936): 159–162.
- [10] Rimac A, Von Storch J S, Eden C, et al. The influence of high-resolution wind stress field on the power input to near-inertial motions in the ocean[J]. *Geophysical Research Letters*, 2013, 40(18): 4882–4886.
- [11] Gill A E. On the behavior of internal waves in the wakes of storms[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1984, 14(7): 1129–1151.
- [12] Alford M H, Gregg M C. Near - inertial mixing: modulation of shear, strain and microstructure at low latitude[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106(C8): 16947–16968.
- [13] MacKinnon J A, Zhao Zhongxiang, Whalen C B, et al. Climate process team on internal wave-driven ocean mixing[J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2017, 98(11): 2429–2454.
- [14] Whalen C B, Talley L D, MacKinnon J A. Spatial and temporal variability of global ocean mixing inferred from Argo profiles[J]. *Geophysical Research Letters*, 2012, 39(18): L18612.
- [15] 吴方华, 范植松, 楚合涛. 近惯性内波破碎混合方案对 MOM4 模式的影响[J]. *海洋学报*, 2019, 41(3): 1–11.
Wu Fanghua, Fan Zhisong, Chu Hetao. Effects of near-inertial internal wave breaking mixing scheme on the MOM4 model[J]. *Haiyang Xuebao*, 2019, 41(3): 1–11.
- [16] Munk W, Wunsch C. Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing[J]. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 1998, 45(12): 1977–2010.
- [17] Ferrari R, Wunsch C. Ocean circulation kinetic energy: reservoirs, sources, and sinks[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2009, 41: 253–282.
- [18] Waterhouse, A F, MacKinnon J A, Nash J D, et al. Global patterns of diapycnal mixing from measurements of the turbulent dissipation rate[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2014, 44(7): 1854–1872.
- [19] Gerkema T, Shrira V I. Near-inertial waves in the ocean: beyond the ‘traditional approximation’[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 529: 195–219.
- [20] Saint-Guilly B. On internal waves. Effects of the horizontal component of the earth's rotation and of a uniform current[J]. *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, 1970, 23(1): 16–23.
- [21] Anderson D L T, Gill A E. Beta dispersion of inertial waves[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1979, 84(C4): 1836–1842.
- [22] Garrett C. What is the “near-inertial” band and why is it different from the rest of the internal wave spectrum?[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2001, 31(4): 962–971.
- [23] Gerkema T, Shrira V I. Near-inertial waves on the “nontraditional” β plane[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2005, 110(C1): C01003.
- [24] Winters K B, Bouruet-Aubertot P, Gerkema T. Critical reflection and abyssal trapping of near-inertial waves on a β -plane[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 684: 111–136.
- [25] Grisouard N, Thomas L N. Critical and near-critical reflections of near-inertial waves off the sea surface at ocean fronts[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2015, 765: 273–302.
- [26] Delorme B L, Thomas L N, Marchesiello P, et al. Enhanced abyssal mixing in the equatorial Pacific associated with non-traditional effects[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2021, 51(6): 1895–1914.
- [27] Delorme B L, Thomas L N. Turbulence generated through critical reflection of internal waves off the seafloor due to nontraditional effects[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2023, 53(3): 699–718.
- [28] Garrett C, Munk W. Internal waves in the ocean[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1979, 11: 339–369.
- [29] Marshall J, Adcroft A, Hill C, et al. A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1997, 102(C3): 5753–5766.
- [30] Tort M, Winters K B. Poleward propagation of near-inertial waves induced by fluctuating winds over a baroclinically unstable zonal jet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 834: 510–530.
- [31] Holmes R M, Moum J N, Thomas L N. Evidence for seafloor-intensified mixing by surface-generated equatorial waves[J]. *Geophysical Research Letters*, 2016, 43(3): 1202–1210.
- [32] Sanford T B, Ma B B, Alford M H. Stalling and dissipation of a near-inertial wave (NIW) in an anticyclonic ocean eddy: direct determination of group velocity and comparison with theory[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2021, 126(5): e2020JC016742.
- [33] Delorme B L, Thomas L N. Abyssal mixing through critical reflection of equatorially trapped waves off smooth topography[J]. *Journal of*

- Physical Oceanography*, 2019, 49(2): 519–542.
- [34] MacKinnon J A, Zhao Zhongxiang, Whalen C B, et al. Climate process team on internal wave–driven ocean mixing[J]. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2017, 98(11): 2429–2454. (查阅网上资料, 本条文献与第 13 条文献重复, 请确认)
- [35] Alford M H, Cronin M F, Klymak J M. Annual cycle and depth penetration of wind-generated Near-inertial internal waves at ocean station papa in the northeast pacific[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2012, 42(6): 889–909.
- [36] Kunze E. Near-inertial wave propagation in geostrophic shear[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 1985, 15(5): 544–565.
- [37] Lee D K, Niiler P P. The inertial chimney: the near-inertial energy drainage from the ocean surface to the deep layer[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1998, 103(C4): 7579–7591.
- [38] Large W G, McWilliams J C, Doney S C. Oceanic vertical mixing: a review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization[J]. *Reviews of Geophysics*, 1994, 32(4): 363–403.
- [39] Thakur R, Arbic B K, Menemenlis D, et al. Impact of vertical mixing parameterizations on internal gravity wave spectra in regional ocean models[J]. *Geophysical Research Letters*, 2022, 49(16): e2022GL099614.

Propagation, Dissipation, and Mixing Effects of Wind-Generated Near-Inertial Internal Waves under the Nontraditional Approximation

Jiu zishuai^{1,2}, Hao zhanjiu⁴, Min wenjia^{1,2,3}, Zhao Bo^{1,2,3}, Liu zhiliang^{1,2,3}

(1. *Research Center for Marine Science, Hebei Normal University of Science and Technology, Qinhuangdao 066004, China*; 2. *Hebei Key Laboratory of Ocean Dynamics, Resources and Environments, Qinhuangdao 066004, China*; 3. *Qinhuangdao Key Laboratory of Marine Ecological Security and Artificial Intelligence Application, Qinhuangdao 066004, China*; 4. *China Waterborne Transport Research Institute 10088, Beijing, China*)

Abstract: This study employs the MITgcm two-dimensional non-hydrostatic numerical model to simulate the generation, propagation, and dissipation processes of wind-generated near-inertial internal waves in the low-latitude ocean region (2°–20°) under both the traditional approximation and the nontraditional approximation. The effects of the nontraditional approximation (retention of the horizontal component of the Coriolis parameter) on the propagation pathways, energy dissipation, and ocean interior mixing of near-inertial internal waves are systematically analyzed. The nontraditional approximation broadens the dispersion relation of internal waves, enabling near-inertial internal waves to generate sub-inertial components. Consequently, these waves can cross the inertial latitudes defined under the traditional approximation and continuously transport energy toward higher latitudes and the deep ocean. Poleward-propagating near-inertial internal waves, under the nontraditional approximation, propagate downward to the seafloor in the vicinity of the inertial latitude. After bottom reflection, wave energy accumulates within the near-bottom layer, significantly enhancing vertical shear in this region and triggering shear instability, which leads to near-inertial internal waves energy dissipation. The mean dissipation power per unit zonal width in the Shear instability region is 0.25 W/m, and the associated enhanced turbulent mixing drives diapycnal volume transport in the deep ocean reaching 1.2×10^{-4} Sv. Based on the model results and a global estimate of near-inertial wave energy dissipation, this study roughly estimates that under the non-traditional approximation, wind-generated near-inertial internal waves induce deep-ocean turbulent mixing, which drives a global upwelling of approximately 1 Sv. These results indicate that the non-traditional approximation is essential for accurately quantifying near-inertial wave energy dissipation and its role in the global meridional overturning circulation.

Key words: Non-traditional approximation; Near-inertial internal waves; Ocean interior mixing; Shear instability