

曾飞鸿, 谢玲玲, 吴开明, 等. 南海西北陆坡次表层异常反气旋涡声传播特征研究[J]. 海洋学报, 2024, 46(8): 19–36, doi:10.12284/hyxb2024083

Zeng Feihong, Xie Lingling, Wu Kaiming, et al. Effects of a subsurface abnormal anticyclonic eddy on sound propagation in the northwest continental slope of the South China Sea[J]. Haiyang Xuebao, 2024, 46(8): 19–36, doi:10.12284/hyxb2024083

南海西北陆坡次表层异常反气旋涡声传播特征研究

曾飞鸿¹, 谢玲玲^{1,2,3*}, 吴开明⁴, 李强^{1,2,3}, 李明明^{1,2,3}, 刘思萌¹

(1. 广东海洋大学海洋与气象学院 近海海洋变化与灾害预警实验室, 广东 湛江 524088; 2. 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, 广东 湛江 524088; 3. 自然资源部 空间海洋遥感与应用重点实验室, 广东 湛江 524088; 4. 声对抗技术重点实验室, 广东 湛江 524022)

摘要: 基于 2018 年 4 月温盐流断面观测、卫星遥感和模式再分析数据, 本文分析了南海西北部陆坡海区一个异常反气旋涡的声场特性与声传播效应。结果表明, 该反气旋具有透镜式温盐结构、表层冷核和更浅的混合层深度, 流速次表层强化。不同于正常反气旋涡声速等值线的下凹, 异常反气旋涡声速分布呈现上凸下凹的透镜式结构。涡心表层声速小于涡外, 呈现负异常 (<-2 m/s), 次表层则为正异常 (>11 m/s), 这使得原有海区声速双跃层厚度上下延伸共 47 m。当声源位于涡外陆架向外海传播时, 与正常反气旋涡相反, 异常反气旋涡破坏表面声道, 减小声传播距离; 声源在涡外深海向陆架传播时, 异常反气旋涡则与正常反气旋涡类似, 声能汇聚区的位置相比无涡旋时后移和下移, 最大距离分别超过 24 km 和 0.3 km。声源位于涡旋内部向外海传播时, 异常反气旋涡使得声线反转深度加深, 声能汇聚区间距加大 1 倍, 正常反气旋涡中则未见这一现象。

关键词: 异常反气旋涡; 水下声传播; 汇聚区; 南海西北陆坡

中图分类号: P733.21

文献标志码: A

文章编号: 0253-4193(2024)08-0019-18

1 引言

中尺度涡旋是海洋中普遍存在的水平旋转水体, 其能量强大且分布广泛, 对海洋环境、热量与物质的输运以及生物系统有重要影响^[1]。根据旋转方向的不同, 中尺度涡可以分为气旋涡和反气旋涡两种类型。通常, 气旋涡(反气旋涡)海面高度出现负(正)异常, 对应海温为冷(暖)异常^[2-4]。

由于中尺度涡在时空分布上的广泛性以及本身特殊的水文特征, 使得其所在海区随温盐变化的声速场存在明显异常, 对依赖于声呐等的海洋活动造成显著

干扰^[5]。因此, 中尺度涡对声传播的影响得到了广泛的研究^[6-9]。前人通过构建中尺度涡模型或者基于实测数据, 探究不同涡旋旋转方向、大小、强度和结构等对声波传播时间和传播损失的影响^[6-8]。张旭等^[9]以南海西部的一个反气旋暖涡为例, 运用 Bellhop 射线模型发现涡旋的存在会改变声能汇聚区的位置。朱凤芹等^[10]采用南海东北部实测数据校正海洋动力学模型计算得到反气旋暖涡温盐分布, 通过抛物方程模型计算得出, 暖涡的存在会导致传播损失变化超过 30 dB。

不同于常见的气旋冷涡和反气旋暖涡, 近年来研究发现海洋中还普遍存在异常的反气旋冷涡和气旋

收稿日期: 2024-03-07; 修订日期: 2024-06-26。

基金项目: 国家重点研发计划(2022YFC3104805); 国家自然科学基金(42276019); 广东普通高校创新团队项目(2019KCXTF021, 2023KCXTD015); 广东省冲一流专项资金(231419012, 231919030); 粤西热带海洋生态环境野外科学观测研究站; 共享航次计划 2022 年度北部湾科学考察实验研究(42249911)。

作者简介: 曾飞鸿(2000—), 男, 福建省莆田市人, 研究方向为物理海洋。E-mail: 1748818631@qq.com

* **通信作者:** 谢玲玲(1983—), 女, 山东省莱芜市人, 教授, 研究方向为物理海洋。E-mail: Xiell@gdou.edu.cn

暖涡^[11]。太平洋^[12]、北冰洋^[13]等大洋海域以及南海^[14]、孟加拉湾^[15]等边缘海均有观测到异常涡旋的存在。Everett 等^[16]发现,在塔斯曼海,异常气旋涡和异常反气旋涡分别占涡旋总数的 44% 和 22%。异常涡旋上层温度异常与普通涡旋相反,即气旋涡出现暖异常、反气旋涡出现冷异常,深层温度异常仍与普通涡旋一致,由此异常涡旋典型特征是上层与深层的温度异常符号相反^[14],等温线在次表层出现透镜结构^[17]。异常涡的密度异常极大值所处水深较普通涡旋更浅,密度异常的强度也更弱^[17]。值得注意的是,异常反气旋涡在次表层(40~150 m)密度异常梯度接近 0^[11,17],这在普通中尺度涡中没有出现。

作为西太平洋最大的边缘海,受季风、地形、环流不稳定和太平洋扰动等影响,南海存在频繁且强烈的涡旋活动^[18-21]。近年来,南海的异常涡旋也逐渐得到关注^[22-23]。Qi 等^[11]在南海北部观测发现了异常反气旋涡,其异常特征包括透镜式的涡心结构、较低的海面温度以及在靠近涡心处出现混合层深度变浅。而在正常的反气旋涡中,通常被观测到有较高的海面温度、更深的混合层深度以及碗状的温度分布^[24]。这种海面下独特的透镜式结构中的水体混合相对均匀^[25-26],两个梯度高值层作为上下边界将其压缩在海洋上层^[27]。异常涡旋这些特殊的温盐特征和密度结构,可能导致声道轴位置与声道类型发生变化,进而影响水下声传播特征。最近,Liu 等^[28]指出南海异常涡旋不低于总数的 40%。然而,相比于对普通中尺度涡旋声传播特征的认识,目前关于异常涡的声学效应鲜有研究。

综上,异常中尺度涡分布广泛,其水文特征与普通中尺度涡存在显著差异。但中尺度涡对声传播影响的研究主要是针对普通中尺度涡,异常涡旋的声学效应尚不明确。因此,本文基于在南海西北部陆坡观测的异常反气旋式中尺度涡旋,结合卫星遥感与再分析资料,分析异常涡旋对声传播特征的影响。

文章结构如下,第二部分介绍数据来源与方法;第三部分介绍异常涡的声场特征与对声传播的影响;第四部分为讨论;第五部分的总结。

2 数据与方法

2.1 数据来源

2.1.1 海面高度和温度数据

卫星高度计资料为发布在 CMEMS 上的海面高度异常(sea level anomaly, SLA, <https://marine.copernicus.eu>),该数据为 L4 级栅格产品,空间分辨率为 $0.25^\circ \times$

0.25° ,时间分辨率为 1 d,起止时间为 1993 年 1 月 1 日至 2020 年 12 月 31 日。海面地转流速数据同样来自 CMEMS(geostrophic velocities, <https://marine.copernicus.eu>),时空分辨率与海面高度异常相同。海表温度来自美国国家航空航天局 OceanColor 网站(<http://ocean-color.gsfc.nasa.gov>)上的 MODIS 数据。该数据的空间分辨率为 $4 \text{ km} \times 4 \text{ km}$,为 8 天复合产品。

图 1a-c 显示了 2018 年 4 月 19 日、4 月 22 日和 4 月 24 日南海西北部海域 SLA(等值线)与海面地转流场(红色箭头)分布。可见,在海南岛东南侧陆架边缘海域存在一个海面高度正异常的中尺度反气旋涡,其中心位置大约位于 18.75°N , 112.80°E ,半径 130 km,最大 SLA 超过 15 cm。根据 AVISO 发布的涡旋识别数据集(MESOSCALE EDDY TRAJECTORIES ATLAS PRODUCT META2.0 DT),该反气旋涡编号为 173472,自吕宋海峡西侧生成,西南向传播至琼东,总生存期为 58 d。

2.1.2 现场观测

广东海洋大学团队搭乘“海科 9 号”调查船于 2018 年 4 月 19 至 24 日在南海西北部针对 173472 号涡旋进行为期 5 天的断面观测。观测区域和站位见图 1, B 断面为涡旋边缘的南北向断面, D 断面指向涡旋中心的跨涡旋断面,共观测 57 个站位。根据涡旋生命周期^[29],观测时间为涡旋生存期的第 53 至 58 天,属于消亡阶段。

本文所用的温盐深数据由 SBE19Plus CTD 剖面仪采集,其采样频率为 4 Hz。温度误差 $\pm 0.002^\circ\text{C}$,精度 $\pm 0.001^\circ\text{C}$,本文采用 CTD 所采集到的压强、温度和电导率,通过 SBE Data Processing 软件处理,经质量控制,得出 1 m 平均的温度、盐度、密度和深度数据。

流速数据通过到站下放自容式声学多普勒流速剖面仪(ADCP; 300 kHz; 美国 RDI 公司)获得,采样间隔 30 s,层厚 4 m。

2.1.3 模式数据

HYCOM(Hybrid Coordinate Ocean Mode)数值模式是混合等密坐标、 z 坐标和 σ 坐标的大洋环流模式^[30],在层化明显的开阔海域、层化较弱的海洋上层、水深较浅的近岸区以及水深变化较大的海域均适用。相较于传统的单一坐标系下的海洋模式,混合坐标使得 HYCOM 的应用范围更广泛,适应能力更好。本文所使用的 HYCOM 再分析数据,空间分辨率为 $0.08^\circ \times 0.08^\circ$,时间分辨率为 3 h,垂直分层间隔为从海面至底层 5 000 m,共计 41 层,起止时间为 2018 年 1 月 1 日至 2020 年 2 月 19 日。

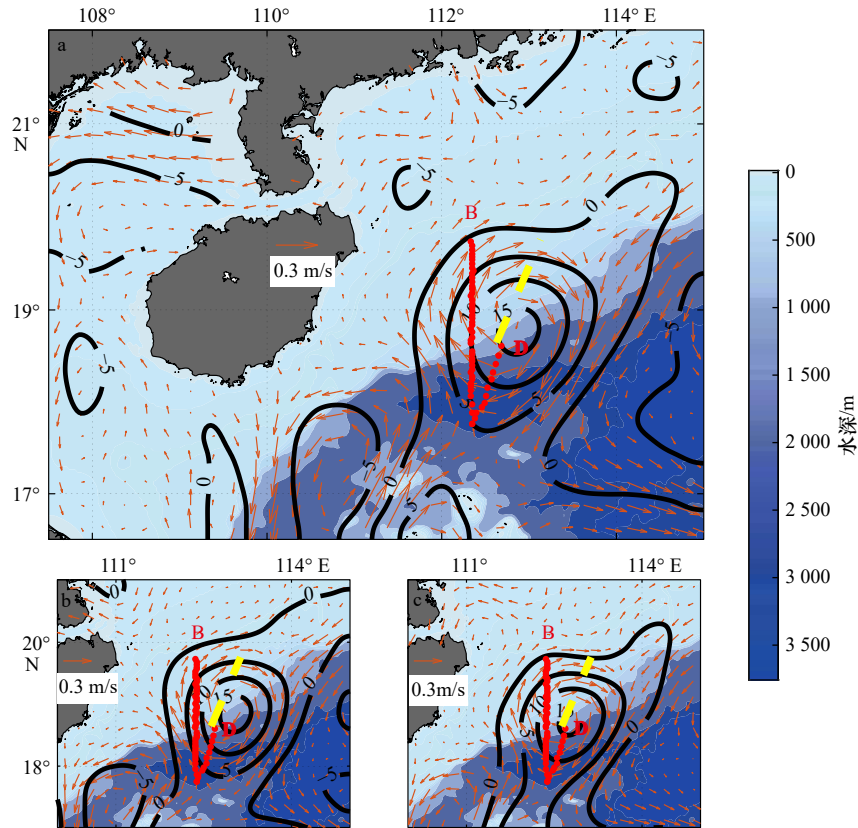


图1 2018年4月22日(a)、4月19日(b)、4月24日(c)海面高度异常分布(黑色实线,单位为cm)与海面地转流场分布(橙色箭头,单位为m/s)、2018年4月19日至24日观测站位(红色圆点为站位,B、D为断面名称)、南海西北部地形图(图中颜色,水深单位为m)以及HYCOM数据(黄色虚线表示来自HYCOM数据的连续断面)

Fig. 1 Topography (color, unit in m) and sea level anomaly (black solid line, unit in cm) on April 22 (a), April 19 (b), and April 24 (c), 2018 in the northwestern South China Sea. Orange arrows represent the surface geostrophic currents (unit in m/s). Observation stations on sections B and D conducted on 19–24 April 2018 are shown as red dots. Dashed yellow line represents the continuous section from HYCOM data

由于在本次调查中遭遇了极端天气,未能完成D断面后半段的观测工作。为了更好的比较涡旋边缘与涡旋中心的声传播特征,本文采用HYCOM再分析数据来完善D断面温盐数据,减去固有偏差后计算得到声速,合并为D断面声场数据。

2.2 方法

2.2.1 声速公式

本文采用的声速经验公式为Wilson^[31]提出的,该声速经验公式如下:

$$c_n = c_0 + \Delta c_T + \Delta c_S + \Delta c_P + \Delta c_{TSP}, \quad (1)$$

其中, c_n 为第 n 层的声速, $c_0 = 1449.22$ m/s, Δc_T 为温度(°C)相关项, Δc_S 为盐度(‰,千分比数)相关项, Δc_P 为静力压(kg/cm^2)相关项, Δc_T 、 Δc_S 、 Δc_P 分别是温度、盐度、压强对声速的修正, Δc_{TSP} 是三要素对声速的综合修订。其适用范围为: $-4^\circ\text{C} < T < 30^\circ\text{C}$, $0 < S < 37$ 。

2.2.2 声速模型

Bellhop声学模型是将位于声束内部的声线与垂

直于该声线的高斯型强度剖面结合,将微分方程中有关曲率和声束宽度的部分与标准射线方程同时积分,得到的声束内中心声线附近的声束场^[32]。该模型可以用来计算水平均匀和水平非均匀环境下的声场和声线轨迹,适用于高频声信号,所反映的物理意义比较直观,计算速度较快。使用Bellhop模型计算声场时,设置声源频率为300 Hz,掠射角范围为 $-86^\circ \sim 86^\circ$,根据刘昭蜀^[33]给出的南海海底沉积物特征,在水深200~3000 m水深范围内,南海的底质为明显的陆源碎屑-钙质沉积区,所以按照Hamilton^[34]计算得到的地声学经验参数,设置底质参数:密度为 $1.596 \text{ g}/\text{cm}^3$,压缩波声速为1579 m/s,衰减系数为 $0.022 \text{ dB}/\lambda$ 。对于无法通过实测数据描述的深海声速剖面,采用线性插值的方式以及HYCOM再分析数据进行补充。

Bellhop射线追踪需要通过射线理论求解声波波动方程,以下简要介绍其数学原理^[35]。射线理论求解声波方程依赖于亥姆霍兹方程 $\nabla^2 \varphi + k^2 \varphi = 0$ 。假设亥

姆霍兹方程的解为声压幅度函数 $A(x, y, z)$ 与相位函数 $P(x, y, z)$ 的乘积:

$$\phi(x, y, z) = A(x, y, z) e^{iP(x, y, z)}. \quad (2)$$

式中 P 为程函方程, 将该解带入亥姆霍兹方程中并分离实部与虚部, 得到以下两个关系式:

$$\frac{1}{A} \nabla^2 A - (\nabla P)^2 + k^2 = 0, \quad (3)$$

$$2(\nabla A \cdot \nabla P) + A \nabla^2 P = 0. \quad (4)$$

方程(3)为实部, 确定声线的方向、轨迹和传播时间。方程(4)为虚部, 确定声线幅度或携带的能量。函数分离是在几何声学近似条件下成立。

3 结果分析

3.1 异常反气旋涡特性分析

3.1.1 温盐结构

图2示出沿涡旋西部南北向B断面的位势温度、盐度、位势密度和浮力频率分布。可见, 在B断面南侧水深大于200 m的站点, 25°C和24°C等温线之间(约15~90 m深度)清晰地出现等密线上凸下凹的透镜式结构。25°C等温线在断面中部离涡心较远处约在15 m左右, 在断面两端涡旋边缘处的深度约为30 m。而24°C等温线在断面中部靠近涡心处的深度接近90 m, 两端边缘处约为60 m。25°C和24°C等温线之间的深度差从涡旋南北两端的30 m增加到中部

靠近涡旋中心的75 m。透镜式结构位于18.2°~19.2°N, 水平范围超过100 km(图2中紫色椭圆示出)。这种透镜式结构呈现出明显减小的浮力频率(N^2), 25°C和24°C等温线中间的浮力频率小于 10^{-5} s^{-2} , 比上下边缘处小两个量级(图2d)。在透镜结构内, 等温线、等盐度线稀疏, 浮力频率与浮力频率梯度值小。相比之下, 透镜结构的上下边界, 等温线、等盐度线密集, 浮力频率大小变化剧烈。此外, 在上混合层, 相比于断面两端涡旋边缘处25°C, 断面中部温度23°C, 存在-2°C的低温异常。与此同时, 中部盐度高0.5, 密度存在 0.2 kg/m^3 的正异常。这些典型特征, 显示观测涡旋是一个异常反气旋涡旋。MODIS的海表温度观测(图4)也显示涡旋内部存在较低的海面温度, 呈现异常反气旋涡特征。

在跨涡旋的D断面上(图3)也同样发现了次表层的透镜式结构和上混合层的低温、高密异常。透镜式结构内混合良好的海水范围在24~26°C等温线之间, 并且随着向涡心靠近, 透镜厚度增加, 在18.5°N位置处达到80 m。

本文捕捉到的第二个异常特征是混合层变浅。先前研究表明, 在反气旋涡中, 由于暖水的辐聚和下沉导致混合层加深^[7]。本文观测到的反气旋涡则出现涡旋内部混合层深度小于外部。如图2中白色实线所示, 以比海面温度低0.5°C的温度所在的深度定

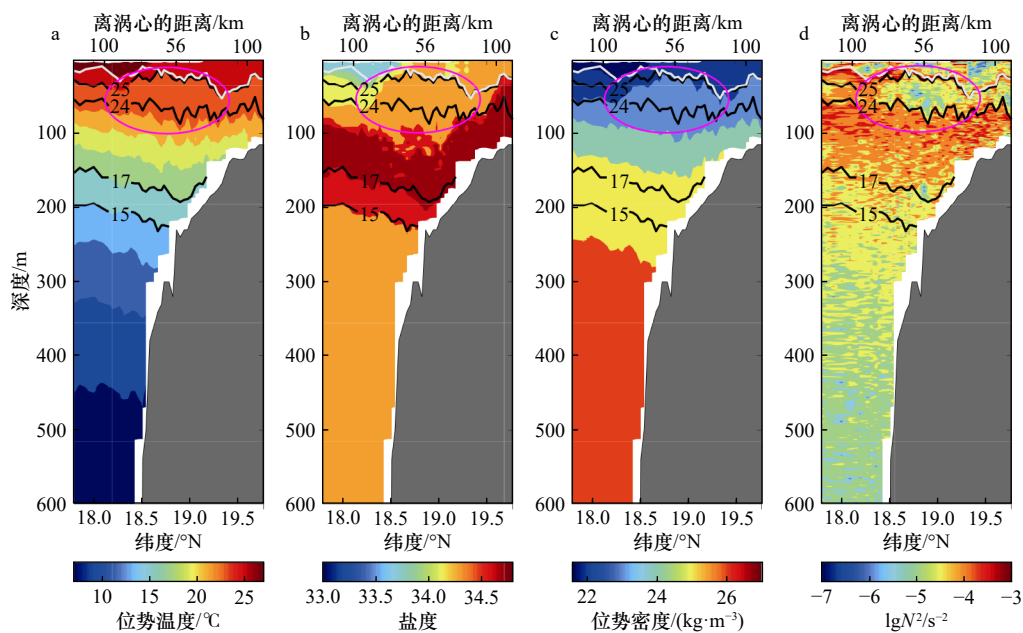


图2 B断面上位势温度(a)、盐度(b)、位势密度(c)、浮力频率(对数, $\lg N^2$)(d)分布

Fig. 2 Distribution of potential temperature (a), salinity (b), potential density (c) and buoyancy frequency ($\lg N^2$) (d) along Section B

白色线为混合层深度, 黑色实线分别为25°C, 24°C, 17°C和15°C等温线, 紫色椭圆示出透镜结构所在位置

White lines indicate the mixed-layer depth. Black solid lines represent isotherm contours of 25°C, 24°C, 17°C, and 15°C.

Purple ellipse shows the location of the lens structure

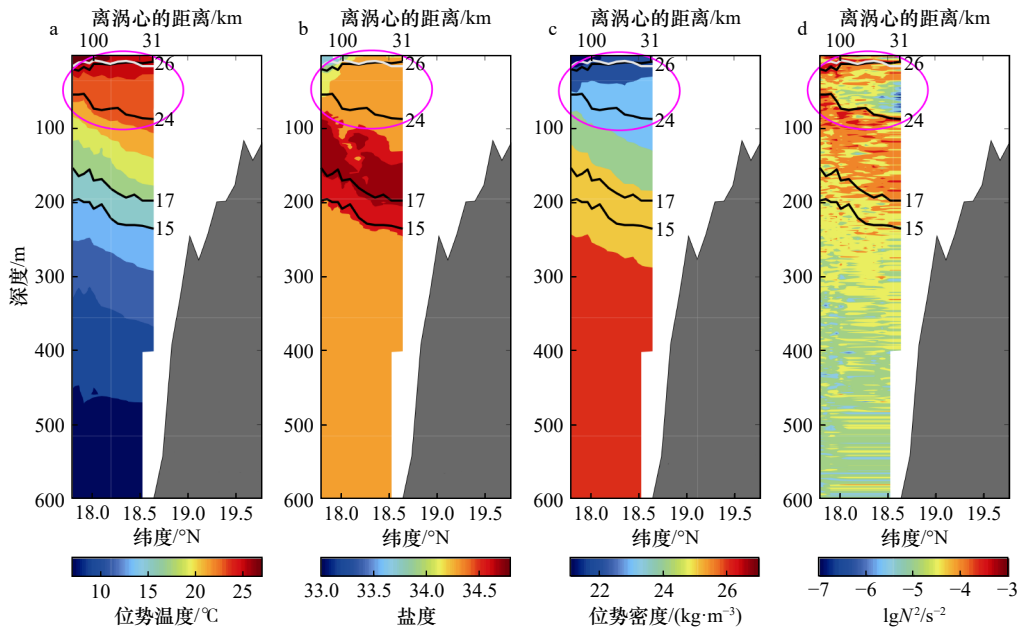


图3 D断面上位势温度(a)、盐度(b)、位势密度(c)、浮力频率(对数, $\lg N^2$)(d)分布

Fig. 3 Distribution of potential temperature (a), salinity (b), potential density (c) and buoyancy frequency ($\lg N^2$) (d) along Section D

白色线为混合层深度, 黑色实线分别为 26°C, 24°C, 17°C 和 15°C 等温线, 紫色椭圆示出透镜结构所在位置

White lines indicate the mixed-layer depth. Black solid lines represent isotherm contours of 26°C, 24°C, 17°C, and 15°C.

Purple ellipse shows the location of the lens structure

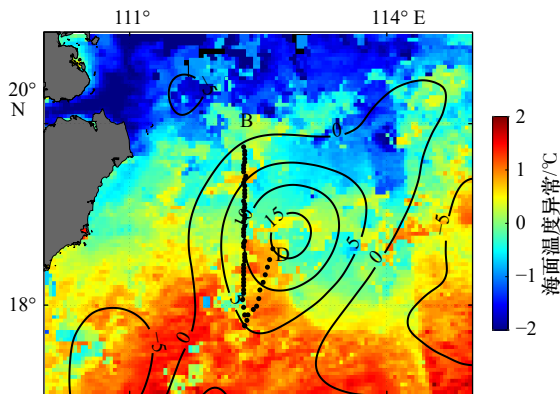


图4 2018年4月15-22日, 南海西北部海面温度异常(SSTA)8天复合卫星图(图中颜色, 单位为°C)、2018年4月22日海面高度异常分布(黑色实线, 单位为cm)、2018年4月19-24日观测站位(黑色圆点为站位, B、D为断面名称)

Fig. 4 Composite satellite-observed sea surface temperature anomaly (SSTA) in the northwest of South China Sea for 8 days from April 15 to 22, 2018 (color, unit: °C). Black contours represent sea level anomaly on April 22, 2018 (unit: cm), and observation stations are indicate by black dots with section B and D

义混合层深度。B断面两端离涡旋较远处混合层深度最深可达45 m, 靠近涡旋区域混合层深度则最浅为10 m。D断面上混合层深度也基本不变, 并未在靠近涡心处呈现增大趋势。混合层厚度的异常也再次

证实, 观测到的SLA正异常的反气旋涡是一个异常反气旋涡。

3.1.2 流场结构

图5示出B、D断面纬向流速 u 和经向流速 v 分布, 数据起始水深为10 m。ADCP测量到的纬向流速呈现明显的涡旋结构特征, 在反气旋涡的南侧向西北, 北侧向东南。在透镜结构中观测到较强的流(图5a-d), 透镜结构内的纬向和经向流速均大于透镜结构外的。纬向和经向流速绝对值最大在50 m深度处超过0.4 m/s, 对应透镜结构垂向中心位置。在透镜中心位置以深, 流速随水深增加变小。这种垂向流速分布与周围海区不同, 周围海区流速最大值在表层, 并随水深增加而减小, 也与正常的表面反气旋涡不同^[36-37]。

3.1.3 声速结构

图6示出异常反气旋涡边缘B断面的声速分布以及典型站位的声速和声速梯度剖面。可见, B断面(图6a)声速分布与温度分布类似, 从表层到水深600 m, 声速由1538 m/s减到1489 m/s, 并且在1535 m/s和1530 m/s等声速线内存在透镜结构。在40 m以浅, 断面中心(涡旋内部)声速小于南北两侧(涡旋外部), 声速差可达-2 m/s。水深50 m以下, B断面中心声速大于南北两侧。最大声速差超过7 m/s, 出现在水深100 m处, 此时涡旋中心声速为1531 m/s。

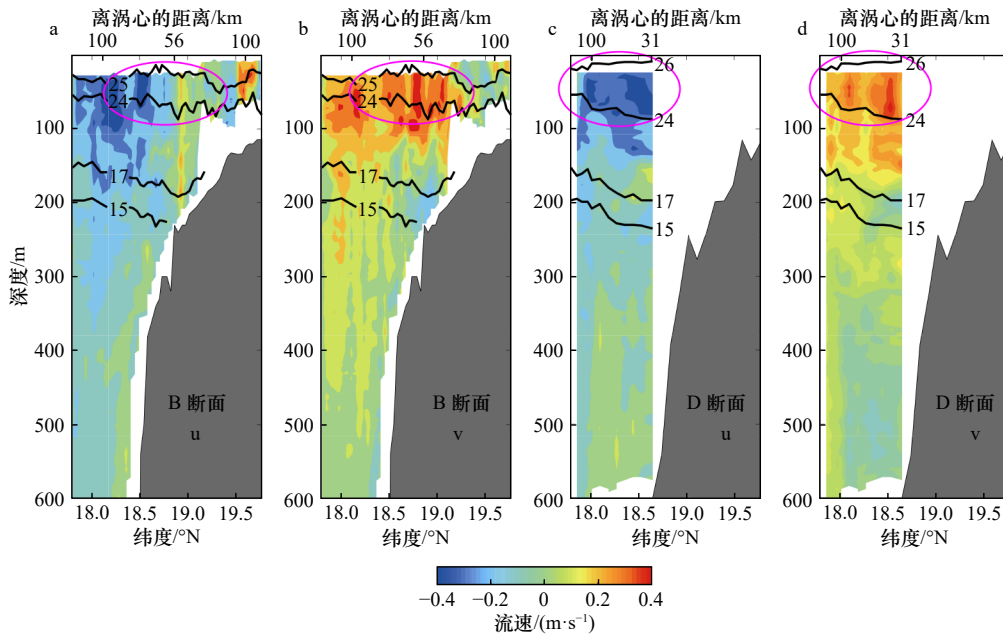


图 5 B、D 断面上纬向流速(a、c)、经向流速(b、d)

Fig. 5 Distribution of zonal velocity (a, c) and meridional velocity (b, d) along sections B (a, b) and D (c, d)

黑色线为等温线, 分别为 26°C, 24°C, 17°C 和 15°C, 紫色椭圆示出透镜结构所在位置

Black lines represent isotherms at 26°C, 24°C, 17°C and 15°C. Purple ellipse shows the location of the lens structure

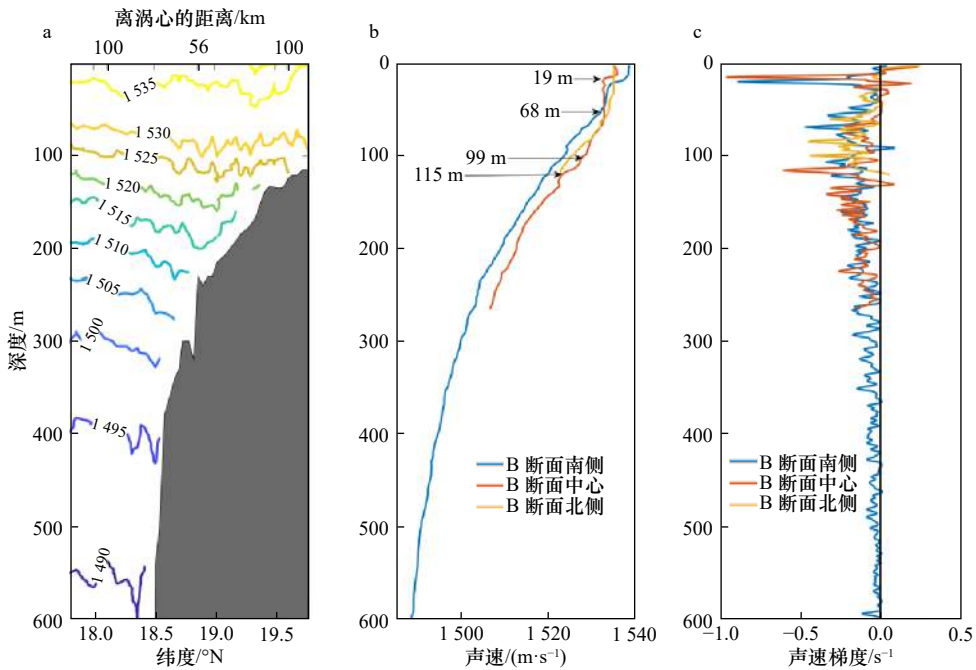


图 6 B 断面上声速场(a)、声速剖面(b)、声速梯度(c)

Fig. 6 Sound speed section (a), sound speed profiles (b) and sound speed gradient profiles (c) on section B

图 c 中黑色实线为声速梯度等于 0 s^{-1}

Black solid line in panel c) indicates a sound speed gradient of 0 s^{-1}

根据《海洋调查方法》^[38] 中的规定, 声速垂直梯度在浅海(水深 $\leq 200 \text{ m}$) 超过 0.5 s^{-1} 或在深海(水深 $> 200 \text{ m}$) 超过 0.2 s^{-1} , 并且顶层与底层的声速差 $\geq 1.0 \text{ m/s}$ 的水层为跃层。由于观测海域深度变化幅度大, 严格

按照上述标准会造成深水和浅水跃层水平分布不连续, 因此本文跃层判定采用临界值 0.4 s^{-1} , 以体现跃层细节结构。根据上述判定标准, 所选取的 B 断面声速剖面(图 6b) 出现双跃层现象。断面南侧、中心和北

侧上下跃层分别位于水深 19 m 和 68 m, 14 m 和 115 m 以及 83 m 和 99 m, 跃层间距分别为 49 m、101 m 与 16 m。可见, 断面中心受涡旋影响, 上跃层上移, 下跃层下移, 跃层间距增大 52 m, 是南侧的两倍。而断面北侧则受到地形抬升的影响, 跃层间距被压缩至 16 m。如图 6c 所示, B 断面声速梯度在 10 m 以上出现正梯度, 声速最大值出现在 10 m, 南侧、中心与北侧的声速最大值分别为 1 539 m/s、1 536 m/s 与 1 535 m/s。B 断面南侧、中心和北侧上下跃层声速梯度值为 -0.89 s^{-1} 和 -0.47 s^{-1} , -0.96 s^{-1} 和 -0.60 s^{-1} 以及 -0.44 s^{-1} 和 -0.44 s^{-1} 。可见, 断面南侧与中心上跃层梯度均大于下跃层梯度, 差值分别超过 0.4 s^{-1} 和 0.3 s^{-1} 。垂向上, B 断面水深 150 m 以上梯度变化显著。其南侧出现正梯度的深度为海面至 10 m 和 90 m, 而 B 断面中心为表层至 30 m 以及 130 m。

图 7a 示出跨涡旋的 D 断面声速分布。可见, 声速大小在 1 489~1 539 m/s 范围内, 与 B 断面相近。上 20 m 层, 断面中心声速略小于南北两侧。B 断面上这一现象的作用深度可持续到 40 m。在 20~50 m 层, 声速水平分布均匀, 声速大小保持在 1 533 m/s 左右。50 m 以下, D 断面中心声速逐渐大于南北两侧, 最大声速差达 11 m/s, 大于 B 断面最大声速差。如图 7b 示, D 断面中心与北侧声速剖面受异常反气旋

涡影响, 跃层深度加深。根据上文对跃层的判定, 其上下跃层深度为 88 m 和 184 m, 跃层间距 96 m。对比 D 断面南侧 19 m 和 68 m 的上下跃层深度, 现 D 断面中心双跃层深度整体下移, 跃层间距增大了 47 m。图 7c 为 D 断面中心和南北两侧声速剖面梯度, 梯度剧烈变化主要集中在水深 200 m 以浅, 100 m 以浅出现声速正梯度, 最高可达 2 s^{-1} , 在断面中心表层。在 10 m 深度处, D 断面南侧声速梯度为 -0.89 s^{-1} , 中心声速梯度为 0.15 s^{-1} , 相差超过 1 s^{-1} , 且方向相反, 这说明异常反气旋涡导致声场结构强烈变化。

综上, 异常反气旋涡在表层的温度冷异常, 使得 B、D 断面中心声速表层小于南北两侧, 且出现正梯度, 上跃层下移。其在次表层的温度正异常使得 B、D 断面中心声速表层大于南北两侧, 下跃层位置下移。整体上, 异常反气旋涡使得声跃层间距加大, 声速场分布呈现上凸下凹的结构。

3.2 异常反气旋涡对声传播影响

为了研究异常反气旋涡水平非均匀环境下的声传播特征, 将声源分别置于不同位置(涡旋外侧、涡旋中心)、不同深度(300 m、500 m)以及有涡和无涡环境下, 其中“无涡环境”是将所有声速剖面设置为涡旋外部海区的同一声速剖面, 用以模拟当该海域不存在涡旋时的水平均匀环境。

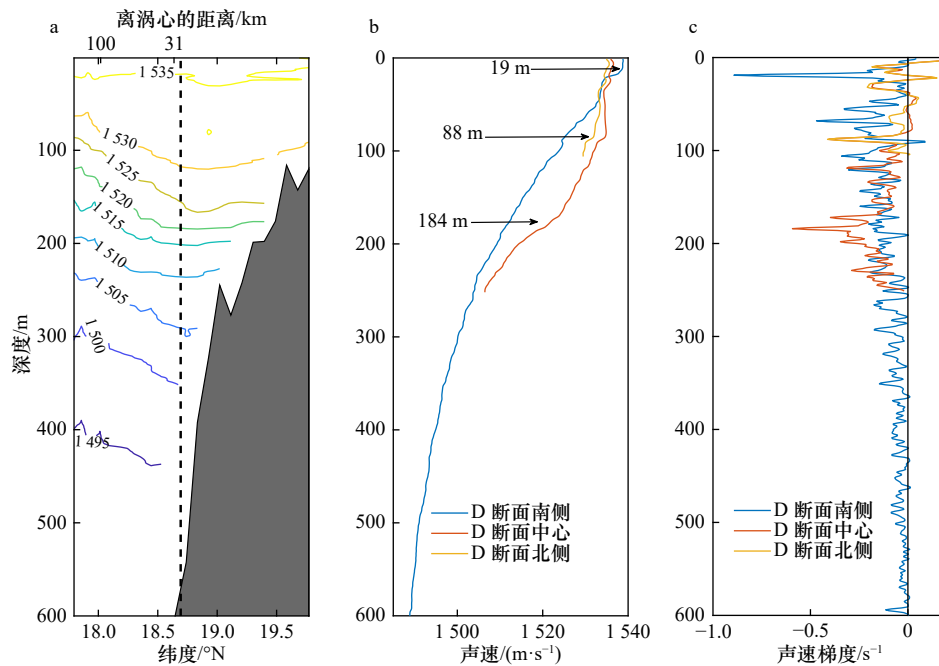


图 7 D 断面上声速场(a)、声速剖面(b)、声速梯度(c)

Fig. 7 Sound speed section (a), sound speed profiles (b) and sound speed gradient profiles (c) on Section D

图 a 中黑色虚线左侧为实测数据, 右侧为模式数据, 图 c 中黑色实线为声速梯度等于 0 s^{-1}

Black dashed line in panel a separates the measured data on the left side and the model data on the right side. Black solid line in panel c indicates a sound speed gradient of 0 s^{-1}

3.2.1 声源在涡旋外侧深海区

图 8c-d 和图 9c-d 分别示出无涡和有涡环境下声源位于涡旋外侧深海区 300 m 和 500 m 深度, 穿过 D 断面的传播损失。可见当声源深度为 300 m, 有涡和无涡情况下第一汇聚区距离声源水平距离分别为 32.78 km 和 30.36 km。相较于无涡, 涡旋使得声源深度 300 m 时, 第一汇聚区的位置后移了约 2 km(图 8)。声源深度为 500 m 时, 第一汇聚区距离声源水平距离分别为 51.70 km 和 33.88 km, 二者相差约 18 km。异常反气旋涡的存在使得汇聚区的距离后移, 但在不同声源深度下差别较大。

图 10a 为声源在不同深度时, 有涡和无涡情况下第一汇聚区距离声源水平距离变化量值。由图 10 知, 声源深度小于 300 m, 异常反气旋涡的存在使得第一汇聚区后移的距离(有涡时第一汇聚区距离减去

无涡时的)较小, 不超过 5 km。声源深度大于 300 m, 后移的距离不断增加, 在声源深度 550 m 处达到最大的 24 km, 随后不断减小。以第一汇聚区后移距离 10 km 为界, 涡旋对第一汇聚区的影响在声源深度 400~700 m 较为剧烈。前文中异常反气旋涡对水文环境影响强烈的深度为 15~90 m, 说明异常反气旋涡对声传播的影响不仅局限于涡旋影响强烈的水域, 声波的折射使得这一深度加深。图 10b 为不同声源深度下有涡和无涡情况下的第一汇聚区的垂直距离变化, 可见涡旋加大了第一汇聚区距离海面的垂直距离, 最大超过 250 m, 与水平尺度上超过 20 km 的后移距离相比似乎不足以引起重视, 但因为海洋的水平尺度远远大于其垂向深度, 因此异常反气旋涡对第一汇聚区声场的垂直分布影响不可忽略。

沿涡旋边缘 B 断面, 当声源深度为 300 m 时, 有

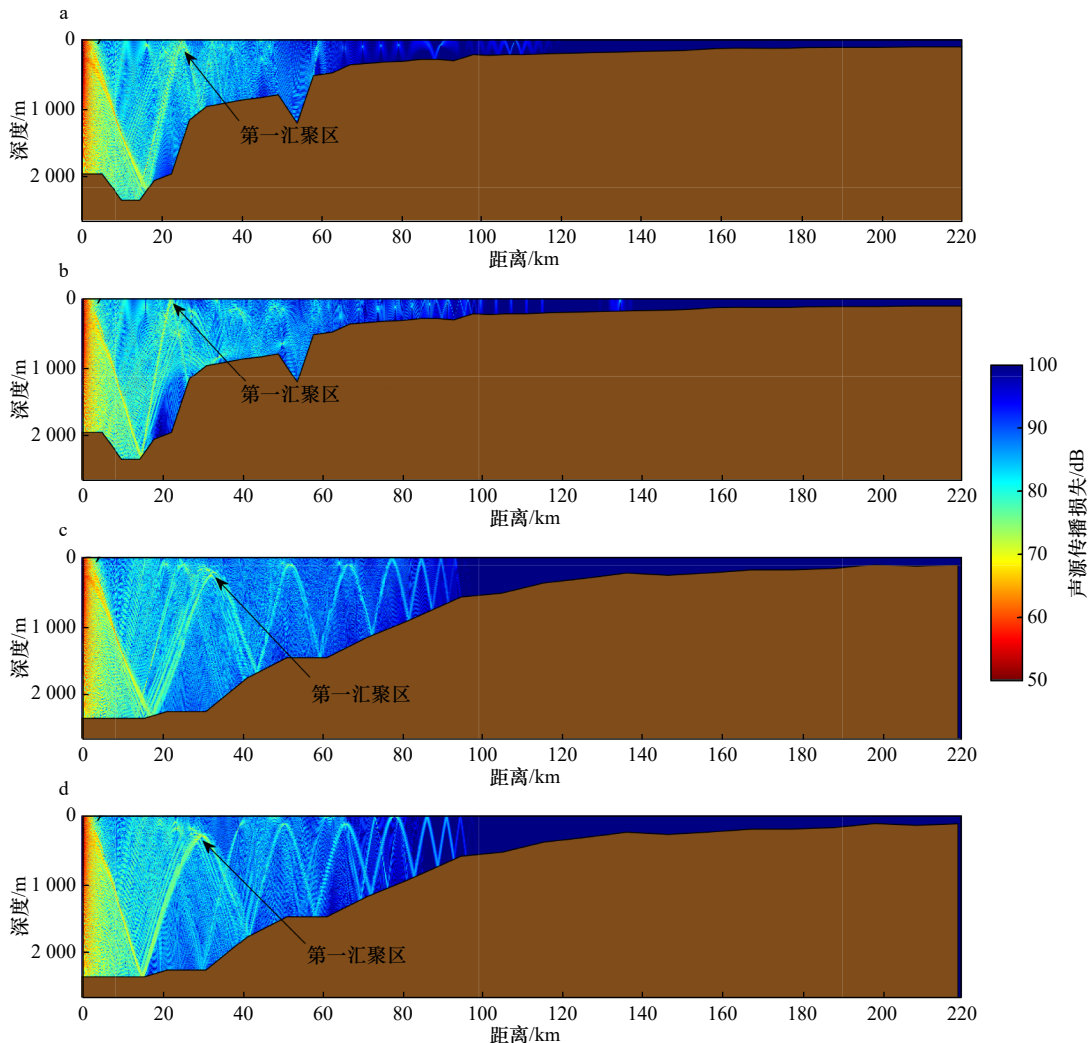


图 8 声源位于异常涡旋外侧深海区 300 m 深度时的传播损失

Fig. 8 Transmission loss as sound source located at 300 m in the deep-water side

a, b. 穿过 B 断面, c, d. 穿过 D 断面; a, c. 有涡, b, d. 无涡

a, b. Along Section B, c, d. along Section D. a, c. With the abnormal anticyclonic eddy, b, d. without the abnormal anticyclonic eddy

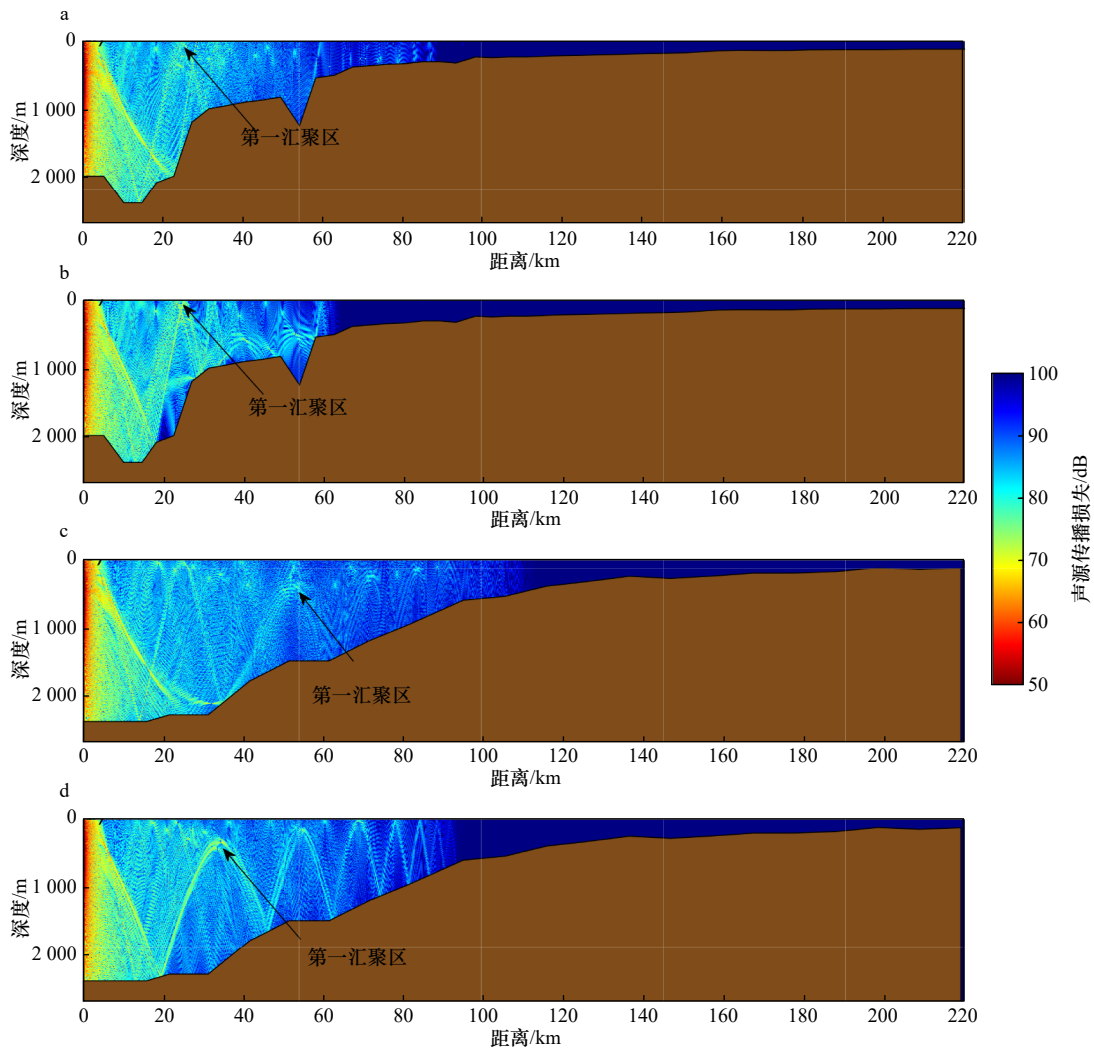


图9 声源位于异常涡旋外侧深海区水深500 m时的传播损失
Fig. 9 Transmission loss as sound source located at 500 m in the deep-water side

a, b. 穿过B断面, c, d. 穿过D断面; a, c. 有涡, b, d. 无涡
a, b. Along Section B, c, d. along Section D. a, c. With the abnormal anticyclonic eddy, b, d. without the abnormal anticyclonic eddy

涡和无涡情况下第一汇聚区距离声源水平距离之差约为3 km(图8a, b);声源为500 m时(图9a, b),这一数值仍为3 km。涡旋边缘对第一汇聚区距离声源水平距离的影响(图10a),在声源为400 m时达到最大值10 km,与涡旋中心最大的24 km相比,后移的距离小了14 km。声源深度大于500 m时,涡旋边缘使得第一汇聚区距离海表垂直距离(图10b)加大,最大超过300 m。

在异常反气旋涡边缘,涡旋使得第一汇聚区的后移距离较涡中心的影响明显较小。Hassantabar Bozroudi等^[39]的研究也表明,涡旋的强度越强,也就是涡中心与涡外侧的声速差值越大,涡旋对汇聚区的影响就越大。但在异常反气旋涡使得第一汇聚区垂直距离的变化上,不适用。这不仅仅是因为异常反气旋涡在表

层的声场分布与正常涡不同,而且文中的涡旋处于南海陆坡,地形的坡度大,声线经过坡度差距大的地形的折射,发生强烈的偏转,导致汇聚区的位置也发生较大的变化。在水深起伏较大的海区,涡旋导致水文环境发生的改变与地形的影响都是不可忽略的。

图11是声源频率300 Hz、深度300 m、处于涡旋外侧深海区,声波穿过B断面与D断面,接收深度为300 m时的声传播损失曲线。沿涡旋(B断面)与跨涡旋(D断面)两种情况下,有涡和无涡传播损失曲线中传播距离和传播损失的量级都十分接近,但在个别位置的传播损失差较大。例如如图11a中距离声源水平距离60 km处,有涡时传播损失较无涡情况下的传播损失明显增大,相差40 dB左右。为了更好地比较涡旋对传播损失的影响,选取距离声源水平距离15~

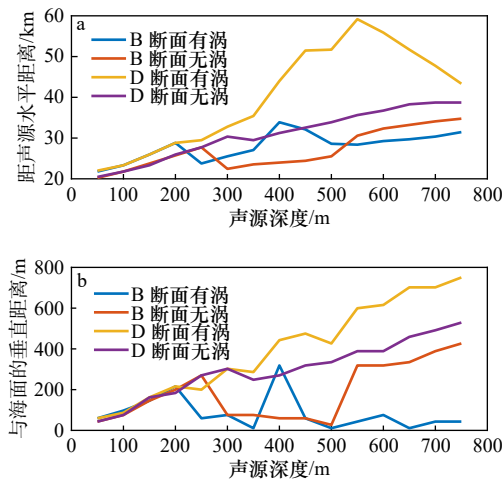


图 10 不同声源深度下第一汇聚区距离声源
Fig. 10 Distance of the first convergence zone from the sound source at different depths

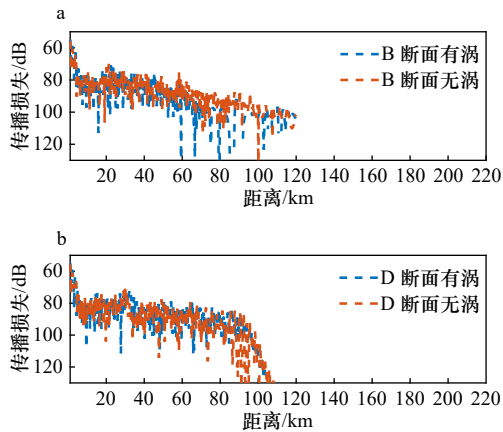


图 11 声源位于异常涡旋外深海侧 300 m 深度、接收深度 300 m 时的传播损失

Fig. 11 Transmission loss as sound source located at 300 m in the deep-water side of the abnormal anticyclonic eddy and receiver at 300 m in the deep-water side

a. B 断面, b. D 断面

a. Passing through Section B, b. passing through Section D

40 km, 距离海面垂直距离 0.01~0.90 km 的矩形区域计算传播损失的标准差(图 12), 这一范围涵盖了图 10 中绝大多数声源深度下第一汇聚区的位置。可以看出在跨涡旋情况下, 当声源深度大于 200 m, 有涡时传播损失标准差均小于无涡情况下的传播损失标准差, 最大差值在声源深度为 450 m 时达到 -0.5 dB。在沿涡旋情况下, 声源深度处于 50~800 m 水深, 有涡的传播损失标准差均小于无涡情况下的传播损失标准差, 在声源深度 50 m 时差值超过 -2 dB。这说明异常反气旋涡的存在使得声线在传播过程中更为分散, 能量分布更为均匀。

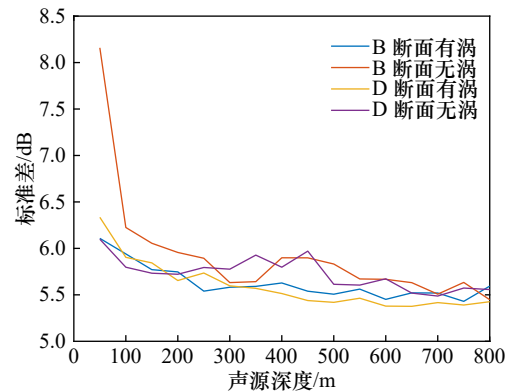


图 12 不同声源深度下水平距离 15~40 km、垂直距离 0.01~0.90 km 范围内的传播损失标准差

Fig. 12 Standard deviation of transmission loss within a zone horizontally 15~40 km and vertically 0.01~0.90 km from the sound source

3.2.2 声源在涡旋外侧陆架区

设置声源深度为 50 m, 处于涡旋外侧陆架区, 探究异常反气旋涡对声波从陆架向深海传播时的影响(图 13)。在无涡情况下(图 13b, d), 穿过沿涡旋的 B 断面与跨涡旋的 D 断面的声线紧贴着海面传播, 最远传播距离达到 180 km。从接收深度 75 m 时的传播损失曲线(图 14)中也得以体现, 距离声源水平距离 120~180 km 处, 有涡情况下传播损失(95 dB)显著大于无涡情况下的(85 dB)。这是由于在涡旋外部的海洋上层中, 双跃层结构明显, 其中上跃层的深度为 10 m(图 6), 并且在层中会出现声速正梯度, 声波在传播过程中向声速小的地方偏转, 导致声波被束缚在海表与上跃层之间, 这避免了声波与海底的频繁接触, 使得传播距离加大。在涡旋内部(图 13a, c), 异常反气旋涡上凸下凹的透镜式密度分布结构, 使得涡旋中心密度在表层低于涡旋外部, 在次表层及以下高于涡旋外部, 表层出现声速负异常, 次表层及以下出现声速正异常。进而造成声速双跃层的间距加大与位置下移, 水体混合更为均匀, 声速正梯度出现深度更深, 次数更多。但当声波从涡旋外部穿过涡旋中心时, 表层的声速负异常使得声线向下偏转, 声波与海底接触频繁, 表面声道消失。也就是说, 虽然异常反气旋涡对跃层的上抬利于表面声道形成, 但其表层的低温和声速负异常却是抑制作用, 二者综合作用下异常反气旋涡不利于声波在海洋上层传播。

3.2.3 声源在涡旋内向外海传播

为了研究声源位于异常反气旋涡内部时的声传播特征, 设置声源深度为 100 m, 声波从涡旋内侧向外海传播, 对比有涡和无涡情况下声传播的差异(图 15)。

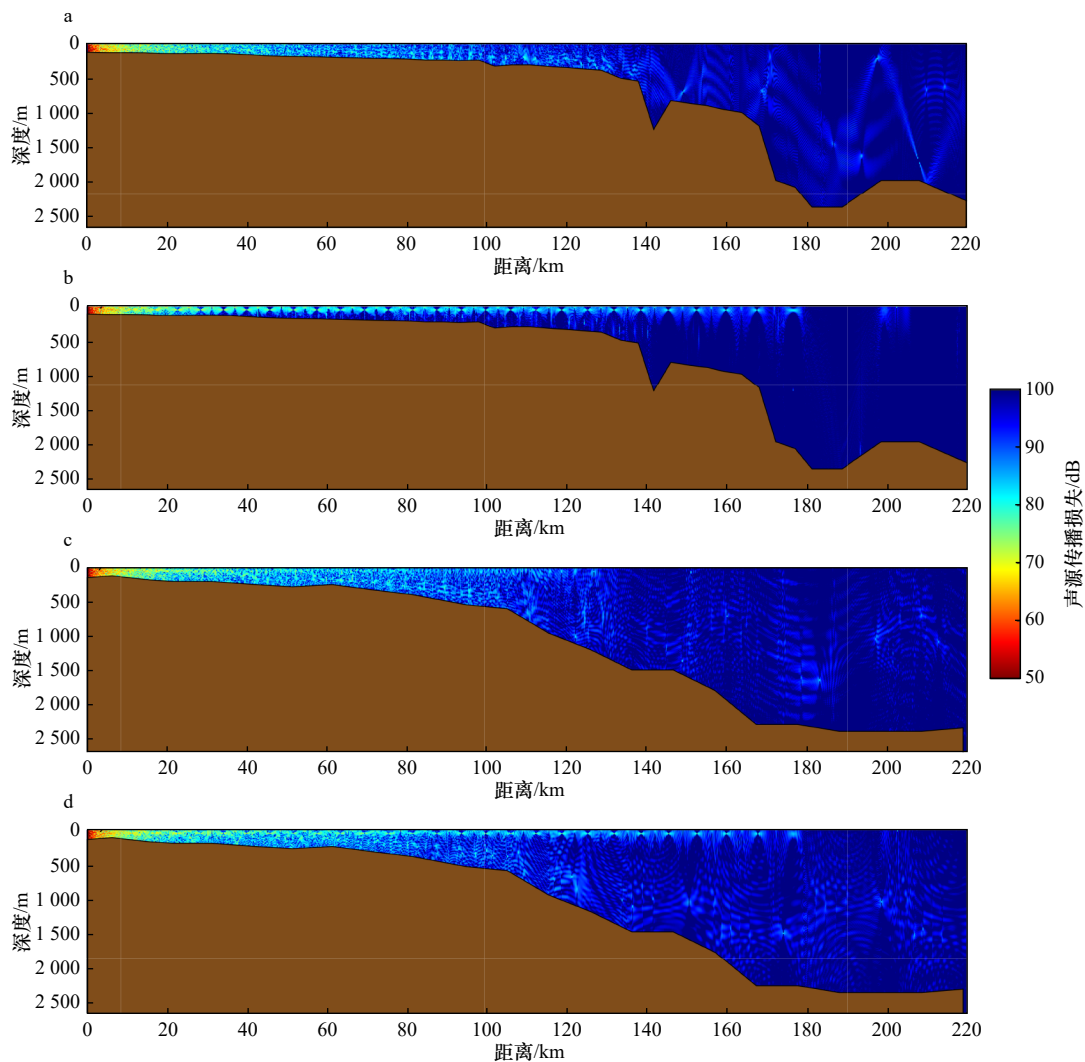


图 13 声源位于异常涡旋外侧陆架区水深 50 m 时的传播损失
Fig. 13 Transmission loss as sound source located at 50 m in the shallow-water side

a, b. 穿过 B 断面, c, d. 穿过 D 断面; a, c. 有涡, b, d 无涡
a, b. Along Section B, c, d. along Section D. a, c. With the abnormal anticyclonic eddy, b, d. without the abnormal anticyclonic eddy

当声波从 B 断面中心向外海传播时,声传播的有效距离在 40 km 左右(图 15a)。而在无涡旋情况下,声波的有效传播距离超过 100 km(图 15b),相差达 60 km。涡旋的存在明显导致声传播的距离减小。这与声源深度处于涡旋中心跃层深度附近有关,靠近跃层附近声速梯度变化剧烈,声线偏转的角度大,导致与海底和海面的碰撞增加,能量迅速耗散,最终使得声波的传播距离减小。接收深度 100 m 时的传播损失曲线中(图 16),在距离声源水平距离 50~70 km 处,有涡情况下的传播损失明显大于无涡,最大传播损失差超过 30 dB,即涡旋增大了声传播损失,减小了声传播距离。这与上文中,涡旋限制表面声道的产生,导致声波传播距离减小(图 13)共同体现了异常反气旋涡对声传播的消滞作用。当声波从涡旋中心向外海传播

时,第三汇聚区和第四汇聚区距离声源水平距离为 34 km 和 96 km(图 15c),相差达 62 km。在无涡情况下,第三汇聚区和第四汇聚区距离声源水平距离为 33 km 和 63 km(图 15d),相差 30 km。即有涡情况下汇聚区的间距相较无涡情况下增加了 1 倍。究其原因,是因为相比于涡旋边缘不到 200 m 的最小水深,涡旋中心的水深均超过 500 m,异常反气旋涡对声道轴的下压得以体现。而声道轴的下压使得声线的反转深度加深,从而导致汇聚区间距加大。但正是因为水深的增加,声波与海底的碰撞次数较少,有涡和无涡情况下接收深度 100 m 时的传播损失曲线在量级上没有明显差异,传播损失最大差值约为 25 dB。

3.2.4 声源在涡旋内向陆坡传播

设置声源深度为 100 m,处于涡旋内侧,声波向陆

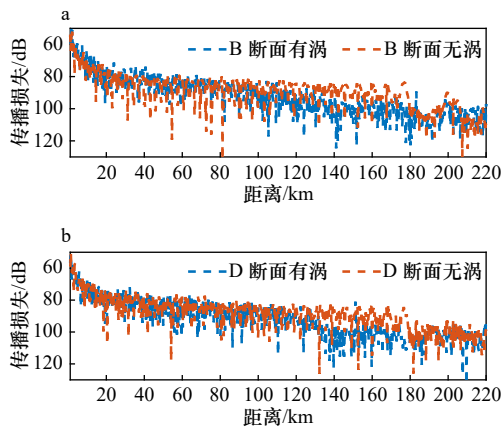


图 14 声源位于异常涡旋外陆架浅水侧 50 m 深度、接收深度 70 m 时的传播损失

Fig. 14 Transmission loss as sound source located at 50 m in the shallow-water side of the abnormal anticyclonic eddy and receiver at 70 m in the shallow-water side

a. B 断面, b. D 断面

a. Passing through Section B, b. passing through Section D

坡传播,对比有涡和无涡情况下的差异(图 17)以及与声源在涡旋内侧向深海传播的差异(图 15)。当声波从沿涡旋 B 断面中心向陆坡传播时,声传播的有效距离超过 110 km(图 17a),无涡情况下(图 17b)这一数值约为 80 km,涡旋的存在增加了声传播的距离。这在图 18a 接收深度为 100 m 的 B 断面声传播损失曲线中也得以体现,从距离声源 80 km 开始到 110 km,无涡情况下声传播损失从 90 dB 逐渐增大到 110 dB,有涡情况下声传播损失保持在 90 dB 上下。这与上文中声波从沿涡旋 B 断面中心向外海传播时,涡旋的存在明显导致声传播的距离减小的结论相反。这是因为声波在向深海传播时地形是下坡地形,会产生滑坡效应,声线不会与海面频繁接触。而当声波向陆坡传播时,逐渐抬升的地形使得声线与海面频繁接触,传播损失大。异常涡存在产生的表层声速负异常使得声线在传播中向下偏转,避免了与海面的接触,减小了传播损失,使得声传播距离增加。在图 17b 声波

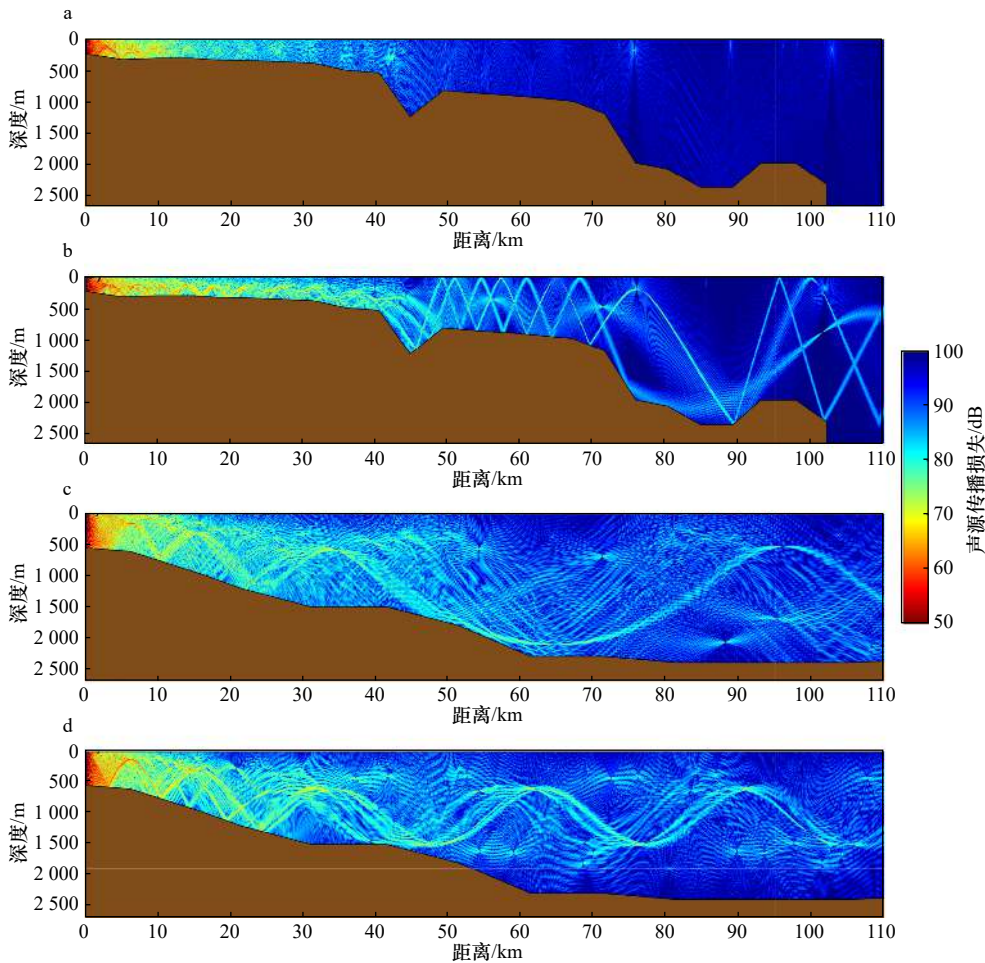


图 15 声源在异常涡旋内侧 100 m 深度向外海传播时的传播损失

Fig. 15 Transmission loss as sound source located at 100 m in the middle of section and sound propagating toward the deep water

a, b. 穿过 B 断面, c, d. 穿过 D 断面; a, c. 有涡, b, d. 无涡

a, b. Along Section B, c, d. Section D. a, c. With the abnormal anticyclonic eddy. b, d. without the abnormal anticyclonic eddy.

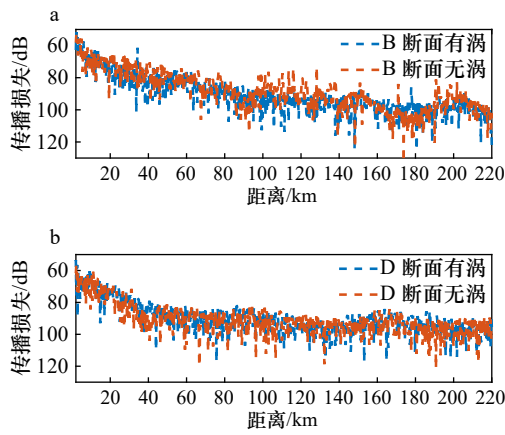


图 16 声源位于涡旋内 100 m 深度向外海传播、接收深度 100 m 时的传播损失

Fig. 16 Transmission loss as sound source located at 50 m inside the abnormal anticyclonic eddy and receiver at 100 m in the deep-water side

a. B 断面, b. D 断面

a. Passing through Section B, b. passing through Section D

从跨涡旋 D 断面向陆坡的传播损失中, 涡旋存在与否声传播损失分布都基本一致。这是由于 D 断面中心水深 600 m, 与 B 断面中心 200 m 水深相比, 声线在接触到海底时经过的路程更长, 声传播损失也更大, 在从声源到距离声源 30 km 处, 声传播损失从 60 dB 增加到了 120 dB(图 18b)。该情况下地形对声传播的影响较异常涡旋对声传播的影响更大。

表 1 归纳了异常反气旋涡对声传播的主要影响。首先, 在声速方面, 异常反气旋涡使得声速跃层间距加大, 声速场分布呈上凸下凹。第二, 异常涡旋总体上使得声传播损失增大, 声传播距离减小, 不利于声传播。但声波从异常反气旋涡内向陆坡传播, 水深 200 m 以下, 异常反气旋涡使得声线在传播中向下偏转, 避免与海面接触, 传播损失减小, 声传播距离增大。第三, 异常反气旋涡使得第一汇聚区的位置后移和下移, 汇聚区间距加大。第四, 异常反气旋涡还会破坏表面声道。第五, 异常反气旋涡使得声线反转深度加深。

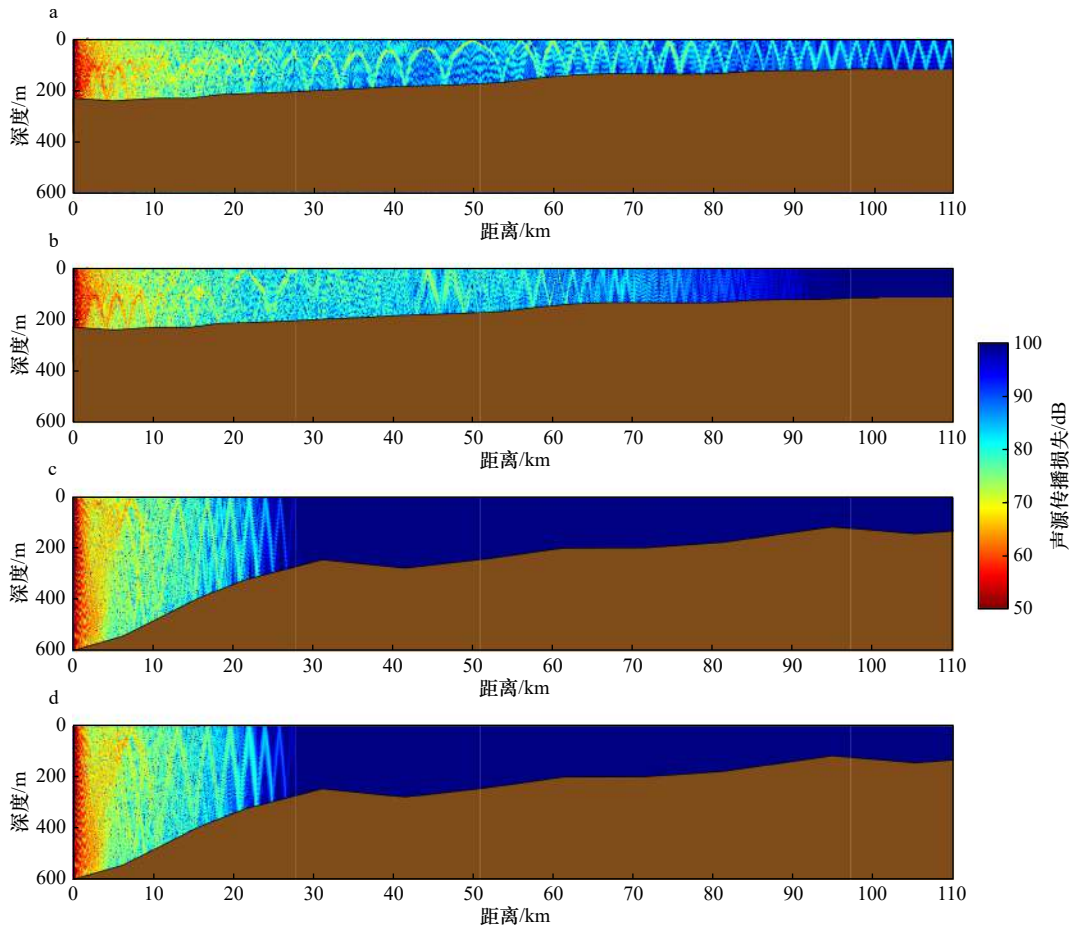


图 17 声源在涡旋内 100 m 深度向陆坡传播时的传播损失

Fig. 17 Transmission loss as sound source located at 100 m in the middle of section and sound propagating toward the shallow water

a, b. 穿过 B 断面, c, d. 穿过 D 断面; a, c. 有涡, b, d. 无涡

a, b. Along Section B, c, d. Section D. a, c. With the abnormal anticyclonic eddy. b, d. without the abnormal anticyclonic eddy

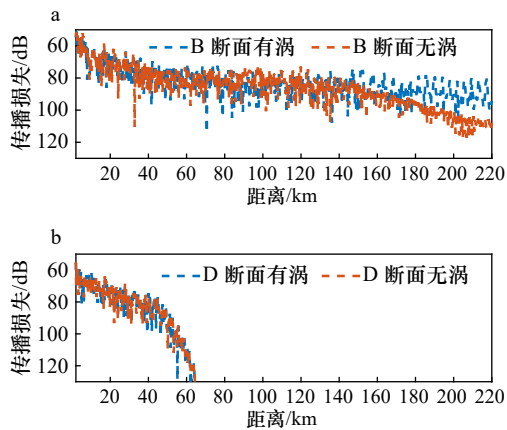


图 18 声源位于涡旋内侧水深 100 m、接收深度 100 m 时向陆坡传播的传播损失

Fig. 18 Transmission loss as sound source located at 100 m inside the abnormal anticyclonic eddy and receiver at 100 m in the shallow-water side

a. B 断面, b. D 断面

a. Passing through Section B, b. passing through Section D

4 讨论

4.1 与正常中尺度涡旋结果对比

本研究特别关注了南海西北部陆坡异常反气旋涡对声速结构和声波传播特征的影响。与南海普通反气旋涡相比,异常反气旋涡的声速结构分布和声传播特征显著不同。表 2 列出前人在南海观测或者构建反气旋涡的声速特征。可见,正常涡旋中心均为声速正异常,声速结构呈碗状分布。本文关注的异常反气旋涡核位于 15~90 m 深度,该深度上温度分布呈现上凸下凹的透镜式结构,在 40 m 以上,涡旋中心呈现声速负异常 (<-2 m/s),40 m 以下呈现声速正异常 (>11 m/s)。在声速剖面上,本研究的异常中尺度

涡出现正声速梯度的声速垂直分布,而普通反气旋涡虽然加深了声道轴深度,但不改变原有的声道声速分布^[40-41]。

声速结构的不同就决定了异常反气旋涡相较于普通反气旋涡对声传播的影响也存在差异。第一,当声源在涡外时,异常反气旋涡与正常反气旋涡均使得汇聚区的位置后移。但是当声源在涡旋外侧陆架区时,异常反气旋涡破坏表面声道声传播,声传播距离减小,这在正常反气旋涡对声传播的影响中并未出现。第二,当声源位于涡旋中心向外海传播时,异常反气旋涡使得声线反转深度加深,汇聚区间距加大一倍,而正常反气旋涡则会使得汇聚区与声源的距离减小。异常反气旋涡对声速和声传播的影响需要特别关注。

4.2 地形影响

中尺度涡对声传播的影响,是通过改变所在海区的温盐结构分布,从而影响声场分布,导致声波在传播过程中的能量分布发生变化。以往的研究对象主要为普通中尺度涡,研究区域集中在声传播受地形影响较小的开阔大洋中(见表 2),并采用水平均匀的中尺度涡模型探讨涡旋极性以及强度对声传播的影响^[41]。在南海陆坡,水深变化剧烈,地形的抬升使得涡旋结构发生变化。而将涡旋水平结构视作均一,将所有涡旋归一化合成的做法,准确性有待考量。而且水深小于深海声道轴所处深度时,声线无法完成反转,声波在传播过程中不可避免要与地形接触,这会放大水文环境对声传播的影响。所以在南海陆坡,不仅需要中尺度涡与异常中尺度涡分开研究,地形对声波的直接影响也是不可忽略的。本文在研究异常反气旋涡的声传播特征时,将真实地形放入了声学模

表 1 异常反气旋涡对不同声源位置的声传播的影响

Table 1 Impacts of the observed abnormal anticyclonic eddy on sound propagation emitting on different locations

声源位置	主要影响			
	声跃层位置/强度	声传播损失/传播距离	汇聚区位置	表面声道 声道轴深度
在异常反气旋涡外侧深海区	上跃层水深 19 m/声速梯度 -0.89 s^{-1} , 下跃层水深 68 m/声速梯度 -0.47 s^{-1}	传播损失标准差减小 2 dB / 声传播距离无显著差异	第一汇聚区位置后移和下移,最大距离分别超过 24 km 和 0.3 km	
在异常反气旋涡外侧陆架区	相较涡外深海区,上跃层水深加深 64 m/声速梯度值减小 0.45 s^{-1} ,下跃层水深加深 31 m/声速梯度值基本不变	传播损失增大 10 dB/声传播距离减小 60 km		表面声道被破坏
在异常反气旋涡内向外海传播	相较涡外深海区,上跃层水深加深 69 m/声速梯度方向相反,量值减小 0.74 s^{-1} ,下跃层水深加深 116 m/声速梯度值增加 0.10 s^{-1}	传播损失增大,最大差值超过 30 dB; 声传播的距离减小 60 km	汇聚区间距加大 1 倍	加深 400 m
在异常反气旋涡内向陆坡传播	相较涡外深海区,上跃层水深加深 69 m/声速梯度方向相反,量值减小 0.74 s^{-1} ,下跃层水深加深 116 m/声速梯度值增加 0.10 s^{-1}	水深 200 m 以下传播损失减小 20 dB/声传播距离增大 30 km		

表2 前人关于正常反气旋暖涡对声传播影响

Table 2 Effects of normal anticyclonic warm eddies on sound propagation in previous studies

作者	研究对象及研究区域水深	涡旋主要特征与研究结论
卢晓亭等 ^[42]	选取特定涡区HOOM模型的三维声场进行分析 水深4 000 m以上	(1)反气旋暖涡内部只存在声速正异常 (2)声源在涡外,深海环境,反气旋暖涡区的会聚区距离比周围海区的会聚区距离大 (3)当声由反气旋暖涡向外传播时,随会聚区号数的增大会聚区距离缓慢减小
Jian等 ^[43]	以南海大面观测到的一个反气旋暖涡为对象 水深5 000 m	(1)反气旋暖涡内部只存在声速正异常 (2)声源在涡外,穿过反气旋暖涡,有涡和无涡传播损失差可达20 dB
张旭等 ^[9]	以南海西部大面观测到的一个反气旋暖涡为例 水深2 600~4 000 m	(1)反气旋暖涡内部水深100~600 m存在声速正异常 (2)当声波从反气旋暖涡外侧向涡旋中心传播,汇聚区距离变大 (3)当声波从反气旋暖涡中心向涡旋外侧传播,汇聚区距离变小 (4)海区水深大于声线反转的临界深度,反气旋暖涡引起的环境变化起主要作用
李佳讯等 ^[44]	构建高斯涡模型作为研究对象 水深1 000 m	(1)反气旋暖涡内部只存在声速正异常 (2)声源在涡外时,反气旋暖涡使得汇聚区宽度增大,汇聚区位置后退 (3)当反气旋暖涡处于汇聚区时,减弱汇聚增益效应
朱凤芹等 ^[10]	以南海北部大面观测到的一个反气旋暖涡为例 水深2 500 m	(1)反气旋暖涡内部只存在声速正异常 (2)声源在涡中心时,反气旋暖涡改变声道轴深度,会聚区宽度减小,位置前移,有涡和无涡传播损失差30 dB
SartajKhan ^[5] 2021	构建高斯涡模型作为研究对象 水深5 000 m以上	(1)反气旋暖涡内部只存在声速正异常 (2)声源在反气旋暖涡外,涡旋使得会聚区向远离声源的方向移动,会聚区宽度增加
Liu等 ^[45]	对涡旋的声学实测与高斯涡模型相结合 水深2 200 m以上	声源在反气旋暖涡外侧,汇聚区向远离声源的方向移动,汇聚区宽度增大

型,且所研究区域水深较浅,声线碰触地形,所以得到的结论不可避免地受地形影响。

5 总结

本文基于现场观测,分析了2018年4月出现在南海西北部陆坡的异常反气旋涡水文特征和声速特性,进而采用Bellhop射线模型分析了异常反气旋涡对声传播与衰减的影响,给出了南海西北陆坡区次表层强化的异常反气旋涡的声场特征。主要特征如下:

本文基于现场观测,分析了2018年4月出现在南海西北部陆坡的异常反气旋涡水文特征和声速特性,进而采用Bellhop射线模型分析了异常反气旋涡对声传播与衰减的影响,给出了南海西北陆坡区异常反气旋涡的声场特征。主要结论如下:

(1)异常反气旋涡的高温异常出现在次表层,存在明显的透镜结构,表层则为冷异常。涡内声速在表层低于涡外(<-2 m/s),而在次表层高于涡外(>11 m/s)。涡旋声速分布也呈现上凸下凹的透镜式结构,涡内声速负异常发生深度为20 m以浅,声速正异常的深度为水深50 m以下。涡旋导致原有的双跃层结构所在深度从19~68 m延伸到88~184 m,跃层间距加大了47 m。

(2)相较于无涡情况下,当声源位于涡旋外侧深海区,异常反气旋涡导致汇聚区的位置后移和下移,最大距离分别超过24 km和0.3 km。还使得声能量分布更为均匀,特定范围内的传播损失标准差超过-2 dB,

涡旋中心相较涡旋边缘与涡外声速差更大,对汇聚区位置的影响也更剧烈。当声源位于涡旋外侧陆架区,异常反气旋涡破坏表面声道,减小声传播距离。当声源位于涡旋内部,声波向外海传播,声线反转深度加深,汇聚区间距加大一倍。在水深200 m以下,声波向陆坡传播时,传播损失减小,声传播距离增大。

相比于正常反气旋涡,异常反气旋涡的声传播也存在明显差异:

(3)异常反气旋涡涡心在表层(水深20 m以上)声速小于涡外,出现声速负异常,在次表层及以下(水深50 m以下)大于涡外,呈现声速正异常,这不同于正常反气旋涡涡心声速在整个涡旋深度上均高于涡旋外部。

(4)声源位于涡旋外侧陆架向外海传播时,异常反气旋涡破坏表面声道声传播形式,减小声传播距离,而正常反气旋涡则与之相反,增加声传播距离;声源位于涡旋内部向外海传播时,反气旋涡使得声线反转深度加深,声能汇聚区间距加大一倍,这在声源位于正常反气旋涡中时并未出现。异常反气旋涡特殊的声场与声学效应需要特别关注。

由于海洋水文环境以及海底地形的复杂性,难以采用一次的观测结果或者一个模型来代表中尺度涡的声场结构。因而,需要对不同海区不同季节不同生存期的涡旋在不同方向上对声传播的影响进行系统的研究,这依赖于今后对中尺度涡三维结构开展持续的高分辨观测。

参考文献:

- [1] Zhang Zhengguang, Wang Wei, Qiu Bo. Oceanic mass transport by mesoscale eddies[J]. *Science*, 2014, 345(6194): 322–324.
- [2] Frenger I, Gruber N, Knutti R, et al. Imprint of southern ocean eddies on winds, clouds and rainfall[J]. *Nature Geoscience*, 2013, 6(8): 608–612.
- [3] Gaube P, Chelton D B, Samelson R M, et al. Satellite observations of mesoscale eddy-induced Ekman pumping[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2015, 45(1): 104–132.
- [4] Hausmann U, Czaja A. The observed signature of mesoscale eddies in sea surface temperature and the associated heat transport[J]. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 2012, 70: 60–72.
- [5] Khan S, Song Yang, Huang Jian, et al. Analysis of underwater acoustic propagation under the influence of mesoscale ocean vortices[J]. *Journal of Marine Science and Engineering*, 2021, 9(8): 799.
- [6] Henrick R F, Siegmann W L, Jacobson M J. General analysis of ocean eddy effects for sound transmission applications[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1977, 62(4): 860–870.
- [7] Mellberg L E, Robinson A R, Botseas G. Azimuthal variation of low-frequency acoustic propagation through asymmetric Gulf Stream eddies[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1991, 89(5): 2157–2167.
- [8] Baer R N. Calculations of sound propagation through an eddy[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1980, 67(4): 1180–1185.
- [9] 张旭, 张健雪, 张永刚, 等. 南海西部中尺度暖涡环境下汇聚区声传播效应分析 [J]. *海洋工程*, 2011, 29(2): 83–91.
Zhang Xu, Zhang Jianxue, Zhang Yonggang, et al. Effect of acoustic propagation in convergence zone under a warm eddy environment in the western South China Sea[J]. *The Ocean Engineering*, 2011, 29(2): 83–91.
- [10] 朱凤芹, 张海刚, 屈科. 南海东北部中尺度暖涡对声传播的影响 [J]. *哈尔滨工程大学学报*, 2021, 42(10): 1496–1502.
Zhu Fengqin, Zhang Haigang, Qu Ke. Influence of mesoscale warm eddies on sound propagation in the northeastern South China Sea[J]. *Journal of Harbin Engineering University*, 2021, 42(10): 1496–1502.
- [11] Qi Yongfeng, Mao Huabin, Du Yan, et al. A lens-shaped, cold-core anticyclonic surface eddy in the northern South China Sea[J]. *Frontiers in Marine Science*, 2022, 9: 976273.
- [12] Sun Wenjin, Dong Changming, Tan Wei, et al. Statistical characteristics of cyclonic warm-core eddies and anticyclonic cold-core eddies in the North Pacific based on remote sensing data[J]. *Remote Sensing*, 2019, 11(2): 208.
- [13] Timmermans ML, Toole J, Proshutinsky A, et al. Eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean, observed from ice-tethered profilers[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2008, 38(1): 133–145.
- [14] Sun Wenjin, Liu Yu, Chen Gengxin, et al. Three-dimensional properties of mesoscale cyclonic warm-core and anticyclonic cold-core eddies in the South China Sea[J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2021, 40(10): 17–29.
- [15] Yang Xiao, Xu Guangjun, Liu Yu, et al. Multi-source data analysis of mesoscale eddies and their effects on surface chlorophyll in the Bay of Bengal[J]. *Remote Sensing*, 2020, 12(21): 3485.
- [16] Everett J D, Baird M E, Oke P R, et al. An avenue of eddies: Quantifying the biophysical properties of mesoscale eddies in the Tasman Sea[J]. *Geophysical Research Letters*, 2012, 39(16): L16608.
- [17] Hao Ji, Yang Jie, Chen Ge. The effect of normal and abnormal eddies on the mixed layer depth in the global ocean[J]. *Frontiers in Marine Science*, 2023, 9: 981505.
- [18] Nan Feng, Xue Huijie, Xiu Peng, et al. Oceanic eddy formation and propagation southwest of Taiwan[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2011, 116(C12): C12045.
- [19] Xie Lingling, Tian Jiwei, Zhang Shuwen, et al. An anticyclonic eddy in the intermediate layer of the Luzon Strait in Autumn 2005[J]. *Journal of Oceanography*, 2011, 67(1): 37–46.
- [20] 林鹏飞, 王凡, 陈永利, 等. 南海中尺度涡的时空变化规律 I. 统计特征分析 [J]. *海洋学报*, 2007, 29(3): 14–22.
Lin Pengfei, Wang Fan, Chen Yongli, et al. Temporal and spatial variation characteristics on eddies in the South China Sea I. Statistical analyses[J]. *Haiyang Xuebao*, 2007, 29(3): 14–22.
- [21] 林宏阳, 胡建宇, 郑全安. 吕宋海峡附近中尺度涡特征的统计分析 [J]. *海洋学报*, 2012, 34(1): 1–7.
Lin Hongyang, Hu Jianyu, Zheng Quanan. Statistical analysis of the features of meso-scale eddies near the Luzon Strait[J]. *Haiyang Xuebao*, 2012, 34(1): 1–7.
- [22] Liu Yuji, Jing Zhiyou. In trathermocline eddy with lens-shaped low potential vorticity and diabatic forcing mechanism in the South China Sea[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2024, 54(3): 929–948.
- [23] Wang Xiangpeng, Du Yan, Zhang Yuhong, et al. Subsurface anticyclonic eddy transited from Kuroshio shedding eddy in the northern South China Sea[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2023, 53(3): 841–861.
- [24] Frenger I, Münnich M, Gruber N, et al. Southern Ocean eddy phenomenology[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2015, 120(11): 7413–7449.
- [25] Dillon T M. Vertical overturns: a comparison of Thorpe and Ozmidov length scales[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 1982, 87(C12): 9601–9613.

- [26] Qi Yongfeng, Shang Chenjing, Mao Huabin, et al. Spatial structure of turbulent mixing of an anticyclonic mesoscale eddy in the northern South China Sea[J]. *Acta Oceanologica Sinica*, 2020, 39(11): 69–81.
- [27] Lin Hongyang, Hu Jianyu, Liu Zhiyu, et al. A peculiar lens-shaped structure observed in the South China Sea[J]. *Scientific Reports*, 2017, 7(1): 478.
- [28] Liu Yingjie, Yu Lisan, Chen Ge. Characterization of sea surface temperature and air-sea heat flux anomalies associated with mesoscale eddies in the South China Sea[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2020, 125(4): e2019JC015470.
- [29] Zhang Zhisheng, Xie Lingling, Zheng Quanan, et al. Coherence of eddy kinetic Energy variation during eddy life span to low-frequency ageostrophic energy[J]. *Remote Sensing*, 2022, 14(15): 3793.
- [30] 邹颖俊, 王晓春, 何贤强. 基于统计学方法的 HYCOM 海洋预报结果评价 [J]. 湘潭大学自然科学学报, 2018, 40(3): 104–108.
Zou Yingjun, Wang Xiaochun, He Xianqiang. Evaluation of HYCOM ocean forecasting fields based on statistical method[J]. *Natural Science Journal of Xiangtan University*, 2018, 40(3): 104–108.
- [31] 吴碧, 陈长安, 林龙. 声速经验公式的适用范围分析 [J]. 声学技术, 2014, 33(6): 504–507.
Wu Bi, Chen Chang'an, Lin Long. Analysis of applicable scope of empirical equation for sound velocity[J]. *Technical Acoustics*, 2014, 33(6): 504–507.
- [32] Jensen F B, Kuperman W A, Porter M B, et al. *Computational Ocean Acoustics*[M]. New York: Springer, 2011.
- [33] 刘昭蜀. 南海地质 [M]. 北京: 科学出版社, 2002.
Liu Zhaoshu. *Geology of the South China Sea*[M]. Beijing: Science Press, 2002.
- [34] Hamilton E L. Geoacoustic modeling of the sea floor[J]. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 1980, 68(5): 1313–1340.
- [35] 代伟. 基于 BELLHOP 声线模型的水声信道特性研究 [J]. 舰船电子工程, 2023, 43(8): 212–215.
Dai Wei. Investigation of underwater acoustic channel properties based on Bellhoprays model[J]. *Ship Electronic Engineering*, 2023, 43(8): 212–215.
- [36] Qi Yongfeng, Mao Huabin, Wang Xia, et al. Suppressed thermocline mixing in the center of anticyclonic eddy in the north South China Sea[J]. *Journal of Marine Science and Engineering*, 2021, 9(10): 1149.
- [37] Evans D G, Frajka-Williams E, Naveira Garabato A C. Dissipation of mesoscale eddies at a western boundary via a direct energy cascade[J]. *Scientific Reports*, 2022, 12(1): 887.
- [38] 侍茂崇, 高郭平, 鲍献文. 海洋调查方法 [M]. 青岛: 青岛海洋大学出版社, 2000.
Shi Maochong, Gao Guoping, Bao Xianwen. *Oceanographic Investigation Methods*[M]. Qiangdao: Ocean University of Qingdao Press, 2000.
- [39] Hassantabar Bozroudi S H, Ciani D, Mohammad Mahdizadeh M, et al. Effect of subsurface Mediterranean water eddies on sound propagation using ROMS output and the Bellhop Model[J]. *Water*, 2021, 13(24): 3617.
- [40] Xiao Yao, Li Zhenglin, Li Jun, et al. Influence of warm eddies on sound propagation in the Gulf of Mexico[J]. *Chinese Physics B*, 2019, 28(5): 054301.
- [41] Chen Wen, Zhang Yongchui, Liu Yuyao, et al. Parametric model for eddies-induced sound speed anomaly in five active mesoscale eddy regions[J]. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 2022, 127(8): e2022JC018408.
- [42] 卢晓亭, 胡均川, 李玉阳. 海洋涡中的三维声传播分析 [C]//中国声学学会 1999 年青年学术会议 [CYCA'99] 论文集. 武汉: 同济大学出版社, 1999: 2.
Lu Xiaoting, Hu Junchuan, Li Yuyang. 3-Dimensional analysis of sound transmission in ocean eddy[C]//Acoustical Society of China 1999 Youth Academic Meeting. Wuhan: Tongji University Press, 1999: 2.
- [43] Jian Y J, Zhang J, Liu Q S, et al. Effect of mesoscale eddies on underwater sound propagation[J]. *Applied Acoustics*, 2009, 70(3): 432–440.
- [44] 李佳讯, 张韧, 陈奕德, 等. 海洋中尺度涡建模及其在水声传播影响研究中的应用 [J]. 海洋通报, 2011, 30(1): 37–46.
Li Jiaxun, Zhang Ren, Chen Yide, et al. Ocean mesoscale eddy modeling and its application in studying the effect on underwater acoustic propagation[J]. *Marine Science Bulletin*, 2011, 30(1): 37–46.
- [45] Liu Jiaqi, Piao Shengchun, Gong Lijia, et al. The effect of mesoscale eddy on the characteristic of sound propagation[J]. *Journal of Marine Science and Engineering*, 2021, 9(8): 787.

Effects of a subsurface abnormal anticyclonic eddy on sound propagation in the northwest continental slope of the South China Sea

Zeng Feihong¹, Xie Lingling^{1,2,3}, Wu Kaiming⁴, Li Qiang^{1,2,3}, Li Mingming^{1,2,3}, Liu Simeng¹

(1. *Laboratory of Coastal Ocean Variation and Disaster Prediction, College of Oceanology and Meteorology, Guangdong Ocean University, Zhanjiang 524088, China*; 2. *Key Laboratory of Climate, Resources and Environment in Continental Shelf Sea and Deep Ocean, Zhanjiang 524088, China*; 3. *Key Laboratory of Space Ocean Remote Sensing and Application, Ministry of Natural Resources, Zhanjiang 524088, China*; 4. *National Key Laboratory of Science and Technology on Underwater Acoustic Antagonizing, Zhanjiang 524022, China*)

Abstract: Using temperature-salinity profiles and current measurements, satellite data and reanalysis data in April 2018, this study analyses the acoustic field characteristics and effects of an abnormal anticyclonic eddy (AAE) on acoustic propagation on the continental slope area in the northwestern South China Sea (SCS). The results show that the AAE has a lens-shaped structure with a surface cold core, a shallower mixed layer, and subsurface intensified velocities. Unlike the concave sound-speed contours in the normal anticyclonic eddy (NAE), the sound-speed distribution in the abnormal anticyclonic eddy (AAE) exhibits a lens-shaped structure with an upward convexity and downward concavity. The surface sound speed within the eddy is lower than that outside, showing a negative anomaly (<-2 m/s). Conversely, the sound speed in the subsurface layer of the eddy is higher than that outside, showing a positive anomaly (>11 m/s). This results in the thickness of the original double thermocline extending up and down by a total of 47 meters in the presence of the eddy. As the sound propagates from the eddy outside on the shelf to the deep sea, the surface sound channel disappears as the propagation distances decreasing in the AAE, contrast to the increased distance in the NAE. As the sound propagates from the eddy outside in the deep ocean to the shelf, the location of the sound energy convergence zone moves backward and downward in the AAE, with the maximum distance exceeding 24 km and 0.3 km, respectively. This is similar to the situation in the NAE. As the sound propagates from the eddy core to outside in the deep sea, the turning depth of the sound deepens and the distance between the sound energy convergence zones doubles in the AAE, while no changes in the NAE.

Key words: abnormal anticyclonic eddy; underwater sound propagation; convergence zone; northwest continental slope of the South China Sea