

青岛外海潮致第二模内孤立波的观测研究

杨光兵^{1,2}, 郭延良^{1,2}, 于 龙^{1,2}, 陈 亮^{1,2,3}

(1. 自然资源部第一海洋研究所 海洋环境与数值模拟研究室, 山东 青岛 266061;

2. 青岛海洋科学与技术试点国家实验室 区域海洋动力学与数值模拟功能实验室, 山东 青岛 266237;

3. 中国海洋大学 海洋与大气学院, 山东 青岛 266100)

摘 要:根据在青岛附近海域开展的现场观测数据介绍了一种可能的新的第二模内孤立波的产生机制。温度链观测数据显示在 2 h 内孤立波特征由显著的第一模内孤立波变为了显著的第二模内孤立波。所观测到的第二模内孤立波的波面起伏和它的垂直结构同 KdV(Korteweg-de Vries)方程的理论结果吻合良好, 对应涨潮引起的内波非线性系数、频散系数以及 Ursell 数的变化和第二模内孤立波的产生相匹配。这些结果表明, 所观测到的第二模内孤立波可能是由于涨潮导致的局地层结快速变化引起的。进一步分析表明, 局地层结快速变化可能由潮汐推动黄海冷水团边缘锋面移动引起。

关键词:第二模内孤立波; 潮汐; KdV 方程; 现场观测

中图分类号: P731

文献标识码: A

文章编号: 1671-6647(2020)01-0021-07

doi: 10.3969/j.issn.1671-6647.2020.01.003

引用格式: YANG G B, GUO Y L, YU L, et al. Observation of mode-2 internal solitary waves generated by tides in Qingdao coastal waters[J]. *Advances in Marine Science*, 2020, 38(1): 21-27. 杨光兵, 郭延良, 于龙, 等. 青岛外海潮致第二模内孤立波的观测研究[J]. *海洋科学进展*, 2020, 38(1): 21-27.

内孤立波经常能够在具有密度层结的流体中观测到^[1-4], 它能够引起等密面的剧烈起伏^[5]并造成强烈的湍流混合^[6-7]。其中, 第一模内孤立波的出现几率更高, 在两层流体中, 如果上层较薄, 这种内孤立波会使等密面下陷, 形成下陷波; 反之, 在下层较薄时, 这种内孤立波会使等密面上凸, 形成上凸波。和第一模内孤立波相比, 针对第二模内孤立波的研究^[8], 特别是观测研究, 相对较少。第二模内孤立波出现在三层流体中, 外凸型第二模内孤立波使上层等密面上凸并使下层的等密面下陷; 另外一种内凹型第二模内孤立波则使上层等密面下陷并使下层等密面上凸。观测显示, 虽然第二模内孤立波的能量只有第一模内孤立波的 1% 到 1/10, 但由于第二模内孤立波具有更复杂的垂直结构, 它引起的湍流混合和第一模内孤立波接近^[9], 因而第二模内孤立波对海洋混合同样具有重要作用。根据此前的研究结果, 主要的第二模内孤立波的生成机制包括^[4, 10]: 1) 第一模内孤立波向岸传播并进入破碎不稳定阶段(模式和实验室实验结果)^[11]; 2) 第一模内孤立波流经海底山(观测结果)^[12-13]; 3) 重力流头侵入三层流体(实验室结果)^[14]; 4) 流经负地形并且主跃层位于中部时(模式结果)^[15]; 5) 第一模内孤立波的反射(观测结果)^[16]; 6) 内潮模的非线性瓦解(模式结果)^[17]; 7) 内潮波束从密跃层下方的照射(模式结果)^[18]; 8) Lee 波机制(观测结果)^[19]。这些结果更多来自模式研究, 并且在第二模内孤立波生成过程中, 局地层结状态基本保持稳定。

青岛近海海域为南黄海的一部分。在夏天, 黄海的最重要水文特征即为黄海冷水团^[20]。黄海冷水团是

收稿日期: 2018-05-10

资助项目: 中央级公益性科研院所基本科研业务费专项资金资助项目——海底浅表层底质温度剖面 and 声速连续观测技术研究和应用(2017Q01)和黄海东北部开敞性海湾余流特征及形成机制研究(2015P02); 国家自然科学基金项目——天气过程中底层水温变化对浅表层底质影响的观测研究(41706038); 山东省自然科学基金项目——海底浅表层底质温度剖面 and 声速连续观测系统研究(ZR2017QD005)

作者简介: 杨光兵(1988-), 男, 助理研究员, 博士, 主要从事海洋声学和声学海洋学方面研究. E-mail: ygb@fio.org.cn

(李 燕 编辑)

一个海盆尺度的低温水体并位于季节性跃层之下。它在前一个冬天受表层降温和强烈垂直混合作用而在局地形成。由于黄海冷水团的存在,夏季黄海的主要水文特征即为强温跃层和强温度锋面。在这种水文条件下,青岛附近海域的内波活动获得了较多的研究关注并有较长的观测历史,郑全安等率先利用机载雷达图片研究了青岛附近海域的内孤立波^[21],在 2012 年于青岛附近海域针对内波开展了 2 次现场观测,分别观测到了涨潮对第一模内孤立波极性变换的影响^[22]以及台风通过改变层结对内波的影响^[23-24]。

本文利用于 2013 年夏季在青岛附近海域开展的现场观测展开研究,结合温度链、CTD、ADCP 等设备获得的观测资料,报道海区内的第二模内孤立波现象,并结合 KdV 方程探讨所观测到的第二模内孤立波的产生机制。

1 现场观测

现场观测开展于 2013-08-29。图 1 所示为观测站点位置、海区地形以及海区底层温度分布,由图可见观测站点(120°39′30″E,36°04′08″N)位于青岛附近海域,处于底层水温数据指示的黄海冷水团边缘温度锋面处。观测站点水深约 27 m 左右,附近地形比较平坦。观测设备包含温度链、CTD 和 ADCP。温度链包含 8 个温深传感器(TD),8 个温深传感器分别布置在水深约 3.0,5.5,9.0,12.5,15.5,17.5,20.5 和 22.5 m 处,所有温深传感器的采样率为 1 Hz,温度链观测时间从 08:14 至 14:40。海流观测采用 1 200 kHz RDI Workhorse 型四波束 ADCP,观测时间从 10:00 至 14:20,ADCP 采样间隔为 10 min,层厚为 2 m,第一层深度为 2.53 m。CTD 采用 RBR XR-620,分别在 12:00,12:36,13:30,14:24 开展全水深 CTD 剖面观测。

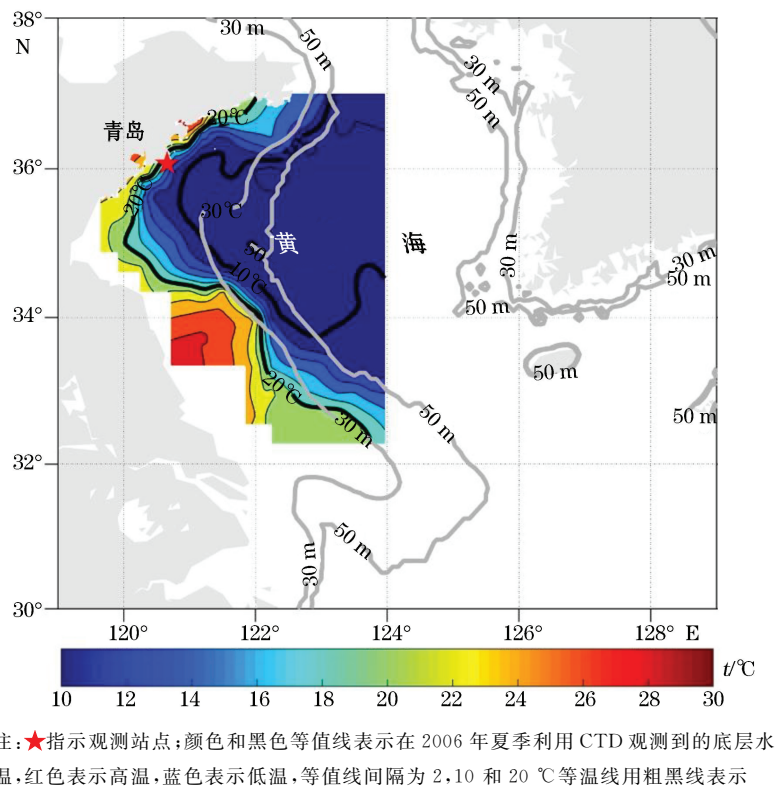


图 1 观测海区

Fig.1 Map of the observation area

2 观测结果

图 2 所示为潮流、等温线和 ADCP 相对后向散射强度观测结果。由图 2a 可见,12:30 之前,正压潮流(ADCP 观测流速剖面的深度平均)为西向(向岸)并处于涨潮阶段。由图 2b 可见,在涨潮阶段,从 10:00 开始,水体的等温线显著抬升(指示水温下降)。由于观测站点位于黄海冷水团的温度锋面,站点东侧的水温较低,西侧水温则较高(图 1),并且此时正处于日照强度增强阶段,因此等温线的显著抬升(水温下降)应由于潮汐推动的温度锋面移动引起的。

观测站点水深相对较浅,盐度随深度变化很小,由等温线所刻画的内孤立波的变化可以划分为 4 个阶段(图 2b),从 9:00 到 9:30 为阶段 A,上凸式第一模内孤立波占主(称为 IW A)。从 10:48 到 10:57 为阶段 B,第一模内孤立波出现了极性反转,上凸式内孤立波变为了下陷式内孤立波(称为 IW B),这一内孤立波极性变化现象和此前在崂山湾观测的结果类似^[22]。然后,在 10:57 到 11:12 为阶段 C,在这一阶段,由向相反方

向起伏的等温线可知,此时出现了一个外凸式的第二模内孤立波。从 10:27 到 12:00 为阶段 D,由于这一阶段对应周期较大的等温线起伏,因此这一段应不是一个单纯的内波过程,我们将这一段的大周期等温线起伏标记为 IW D。图 2c 所示为相对后向散射强度,即将 ADCP 测得的回声强度数据进行了距离和吸收补偿,所得相对后向散射强度为与距离无关量,但由于没有针对 ADCP 具体声源特性进行修正(常数),因此所得结果为去掉一个常数的相对值。由 ADCP 的回声强度导出的相对后向散射强度数据同样清晰地刻画出了 IW C 和 IW D 的形状。由于 ADCP 的时域采样间隔仅有 10 min, IW B 的形状没有被 ADCP 的后向散射强度数据明显地体现出来。

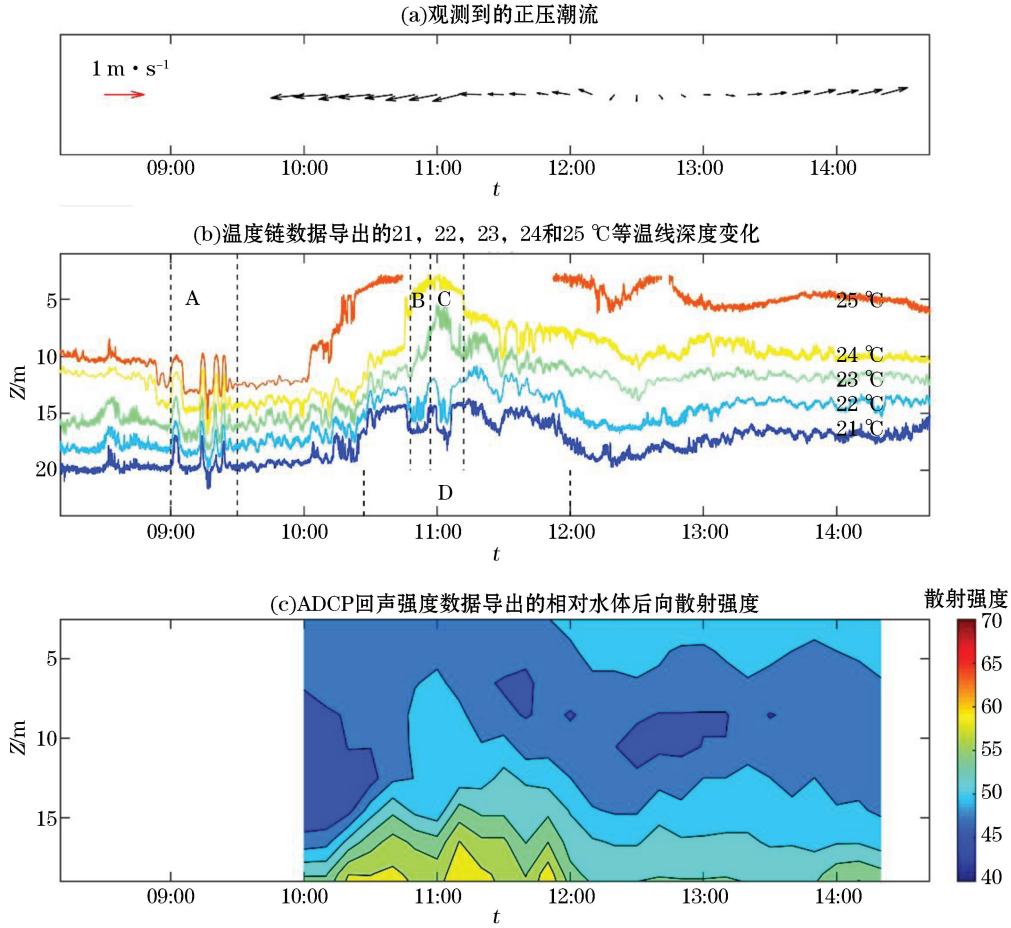


图 2 潮流、等温线和 ADCP 相对后向散射强度观测结果

Fig.2 Observed tide, isotherms, and relative backscatter strength of water column

3 理论模型

KdV(Korteweg-de Vries)方程被经常用来描述内波的特征^[25]:

$$\frac{\partial \eta_n}{\partial t} + c_n \frac{\partial \eta_n}{\partial x} + \alpha_n \eta_n \frac{\partial \eta_n}{\partial x} + \beta_n \frac{\partial^3 \eta_n}{\partial x^3} = 0, \quad (1)$$

式中,角标 n 表示内孤立波的模态号数, η_n 为层结界面的垂直起伏, c_n 为线性相速度, α_n 为非线性系数, β_n 为频散系数。 η_n 的解析解为平方双曲正割函数:

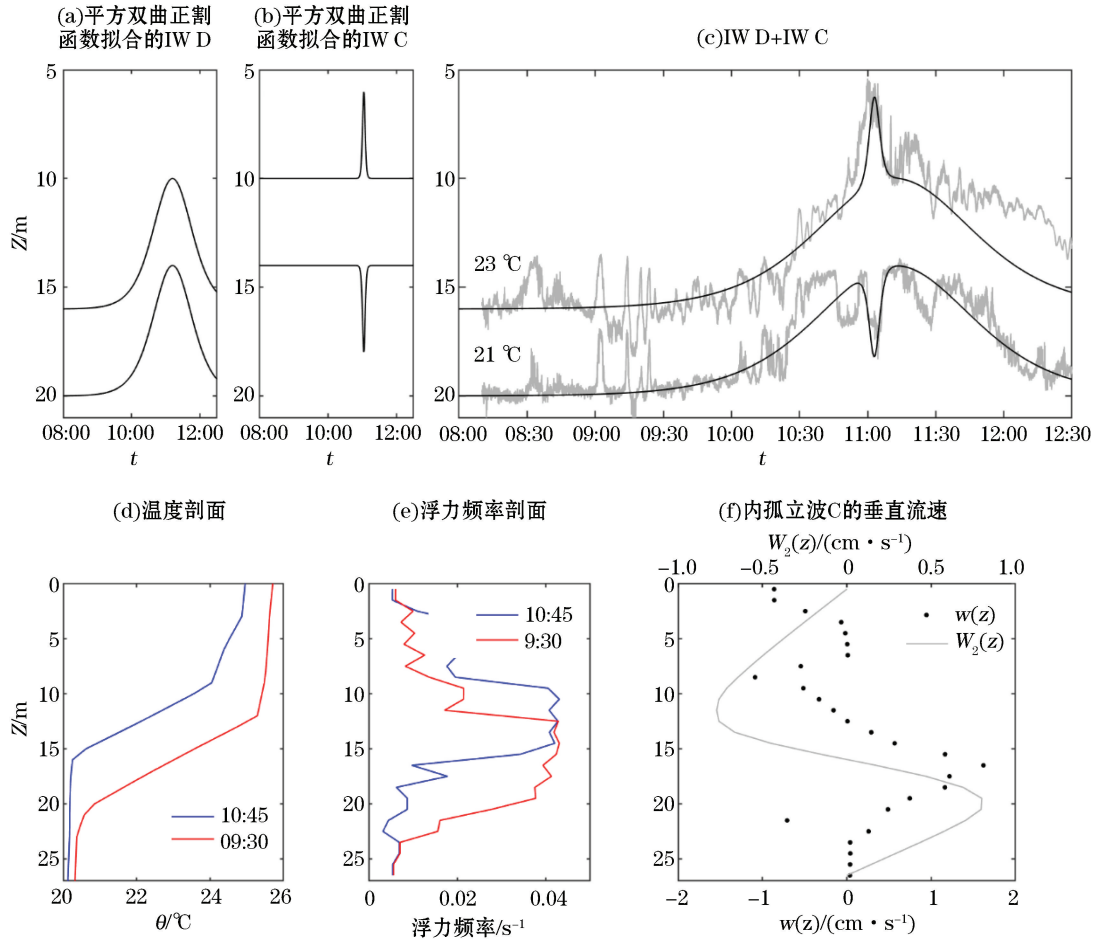
$$\eta_n(x, z, t) = \eta_{0,n} W_n(z) \sec^2(x - C_n t / \Delta_n), \quad (2)$$

式中, $\eta_{0,n}$ 为幅度, C_n 为非线性相速度, Δ_n 为非线性特征宽度。图 3a 至 3c 为 IW C 和 IW D 用式(2)拟合的结果。可见, 实测曲线和拟合结果非常接近。IW C 基本位于 IW D 的顶部。

等密面起伏的垂直分布函数 $W_n(z)$ 由 Taylor-Goldstein 方程控制, 在刚盖假设条件下, 表示为

$$\frac{d^2 W_n(z)}{dz^2} + \frac{N^2(z)}{c_n^2} W_n(z) = 0, \quad (3)$$

式中, $N(z)$ 为浮力频率。图 3e 为利用图 3f 所示的温度剖面计算得到的浮力频率剖面(由全水深 CTD 数据可知, 盐度剖面垂直变化很小, 温度链之上和之下的水温分别和顶部和底部的 TD 温度接近, 因此, 此浮力频率剖面由温度链在 10:45 观测到的温度剖面数据和 CTD 在 12:00 观测到的盐度剖面数据计算得到)。利用此浮力频率剖面进一步计算得到了等密面起伏的垂直分布函数(如图 3f 灰色曲线所示)。



注: 灰色线分别表示 21 和 23 °C 等温线

图 3 内波的水平垂直结构

Fig.3 Horizontal and vertical structure of the observed internal waves

利用温度守恒方程, 并假设非线性作用以及水平平流可以忽略, 垂直流速 w 通过温度链的温度数据导出^[4, 25]:

$$w(z, t) \approx - \frac{\frac{T^h(z, t) - T^h(z, t - \Delta t)}{\Delta t}}{\frac{T^b(z + \Delta z, t) - T^b(z, t)}{\Delta z}}, \quad (4)$$

式中, $T^h(z, t)$ 为 30 min 高通滤波后的温度, $T^b(z, t)$ 为 30 min 低通滤波后的温度。从 11:03 到 11:07 的

温度链数据(即第二模内孤立波 IW C 的后半部分)被用来计算 w 。图 3f 所示即为第二模内孤立波理论的垂直结构 $W_2(z)$ 和计算得到的 $w(z)$ 的比较。可见理论和实测的第二模内孤立波的垂直结构相当一致。

内波的非线性系数 α_n 和频散系数 β_n 与水深和层结有关,是描述内波特征性质具有代表性的参数^[4],

$$\alpha_n = \frac{3c_n \int_{-H}^0 \left(\frac{dW_n(z)}{dz} \right)^3 dz}{2 \int_{-H}^0 \left(\frac{dW_n(z)}{dz} \right)^2 dz}, \quad (5)$$

$$\beta_n = \frac{c_n}{2} \frac{\int_{-H}^0 W(z)_n^2 dz}{\int_{-H}^0 \left(\frac{dW_n(z)}{dz} \right)^2 dz}. \quad (6)$$

第一模态内孤立波在当 α_1 发生变号时发生极性反转,即当 α_1 为负时对应下陷波,为正时对应上凸波。计算得到的 α_1 在 10:30 之前为正,对应上凸内孤立波 IW A,然后 α_1 变号成为负值,对应产生了下陷式内孤立波 IW B。理论计算的 α_1 的符号变化和实际观测的内波极性变化相一致。

Ursell 数 U_n 是 α_n 和 β_n 的比值,是内波波形的一个描述手段:

$$U_n = \alpha_n / \beta_n. \quad (7)$$

对于一个越小的 Ursell 数,波形越趋于正弦函数曲线。而当 Ursell 数越大时,波形越趋向于孤立波^[4]。根据观测数据的计算结果显示,第二模内孤立波的非线性系数 α_2 从 10:24 开始快速上升,而 β_2 则显著下降,相应造成 Ursell 数也显著上升,对应此时第二模内孤立波(IW C)的形成。

在这些过程中,由于观测站点的水深和背景流几乎不变,因此起主要的作用的变量即为层结的变化。由第二部分的分析可知,层结的变化应主要由于潮汐推动锋面移动引起的,因此,我们推断这里观测到的内孤立波从第一模到第二模的变化主要是由潮汐推动锋面引起的层结变化导致的。

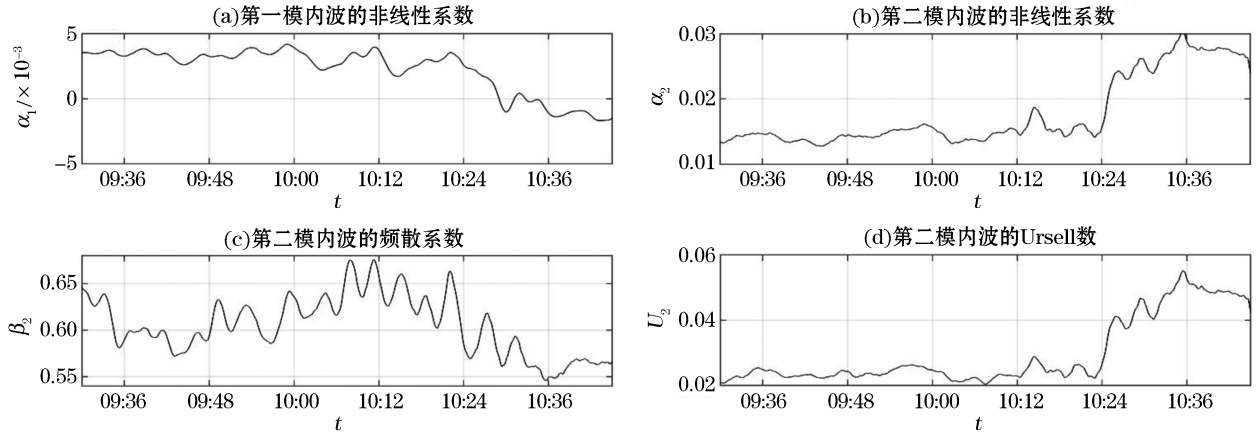


图 4 计算得到的 KdV 方程系数

Fig.4 Calculated coefficients of KdV equation

4 结 语

我们介绍了在青岛附近海域观测到的局地内孤立波模态从第一模态迅速变化为第二模态的过程。所观测到的第二模内孤立波的波面起伏和垂直结构和理论结果吻合良好。涨潮引起层结变化导致的内波环境函数(U_n, α_n, β_n)变化能够良好对应于观测到的第二模内孤立波的产生。因此,我们推断所观测到的内孤立波模态从第一模向第二模的转化的原因可能为:由于涨潮推动温度锋面移动,引起层结快速变化并进而导致第

二模内孤立波的生成。

层结对第二模内孤立波的生成至关重要。在深海,较深的层结较有利于这种内孤立波的生成。比如在南海,由于跃层从夏季到冬季不断加深,观测到第二模内孤立波的发生频率也不断增加^[4]。在青岛附近海域的浅海地区,涨潮引起了温跃层的抬升,反而更有利于第二模内孤立波的生成。而且在 2 h 内发生的层结变化就足以引起内波模态的变化。之前有关内孤立波模态变化的研究主要集中在内波在向岸传播过程中,随着地形变化引起的层结变化对内孤立波模态的影响。本文介绍的观测结果则重点体现了局地层结的快速变化对第二模内孤立波生成的影响。

在黄海海域,潮流和内波引起的湍流混合非常强^[7]。由于第二模内孤立波引起的湍流混合和第一模内孤立波接近,这里观测到的潮致第二模内孤立波可能在青岛附近海域的湍流混合具有重要作用。今后可通过开展更加细致的现场观测来深入了解这一过程,相关结果将可能提高区域海洋模式模拟水平。

参考文献(References):

- [1] VÁZQUEZ A, STASHCHUK N, VLASENKO V, et al. Evidence of multimodal structure of the baroclinic tide in the Strait of Gibraltar[J]. *Geophysical Research Letters*, 2006, 33: L17605.
- [2] BOURGAULT D, BLOKHINA M D, MIRSHAK R, et al. Evolution of a shoaling internal solitary wavetrain[J]. *Geophysical Research Letters*, 2007, 34: L3601.
- [3] NAM S, KIM D J, KIM H R, et al. Typhoon-induced, highly nonlinear internal solitary waves off the east coast of Korea[J]. *Geophysical Research Letters*, 2007, 34: L1607.
- [4] YANG Y J, FANG Y C, CHANG M H, et al. Observations of second baroclinic mode internal solitary waves on the continental slope of the northern South China Sea[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2009, 114: C10003.
- [5] HUANG X, CHEN Z, ZHAO W, et al. An extreme internal solitary wave event observed in the northern South China Sea[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 30041.
- [6] XIE X H, CUYPERS Y, BOURUET A P, et al. Large-amplitude internal tides, solitary waves, and turbulence in the central Bay of Biscay[J]. *Geophysical Research Letters*, 2013, 40: 2748-2754.
- [7] LIU Z, WEI H, LOZOVATSKY I D, et al. Late summer stratification, internal waves, and turbulence in the Yellow Sea[J]. *Journal of Marine Systems*, 2009, 77(4): 459-472.
- [8] XIE J, PAN J, JAY D A. Multi-modal internal waves generated over a subcritical ridge: impact of the upper ocean stratification[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2015, 45(3): 904-926.
- [9] SHROYER E L, MOUM J N, NASH J D. Mode 2 waves on the continental shelf: Ephemeral components of the nonlinear internal wave-field[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2010, 115: C7001.
- [10] CHEN Z W, XIE J, WANG D, et al. Density stratification influences on generation of different modes internal solitary waves[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2014, 119(10): 7029-7046.
- [11] HELFRICHT K R, MELVILLE W K. On long nonlinear internal waves over slope-shelf topography[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1986, 167: 285-308.
- [12] KONYAEV K V, SABININ K D, SEREBRYANY A N. Large-amplitude internal waves at the Mascarene Ridge in the Indian Ocean[J]. *Deep-Sea Research Part I-Oceanographic Research Papers*, 1995, 42(11/12): 2075-2091.
- [13] VLASENKO V I, HUTTER K. Generation of second mode solitary waves by the interaction of a first mode soliton with a sill[J]. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 2001, 8(4/5): 223-239.
- [14] MEHTA A P, SUTHERLAND B R, KYBA P J. Interfacial gravity currents. II. Wave excitation[J]. *Physics of Fluids*, 2002, 14(10): 3558-3569.
- [15] STASTNA M, PELTIER W R. On the resonant generation of large-amplitude internal solitary and solitary-like waves[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2005, 543: 267-292.
- [16] CHAO S, SHAW P, HSU M, et al. Reflection and diffraction of internal solitary waves by a circular island[J]. *Journal of Oceanography*, 2006, 62(6): 811-823.
- [17] HELFRICH K R, GRIMSHAW R H J. Nonlinear disintegration of the internal tide[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2008, 38(3): 686-701.

- [18] GRISOUARD N, STAQUET C, GERKEMA T. Generation of internal solitary waves in a pycnocline by an internal wave beam: a numerical study[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 676(3): 491-513.
- [19] RAMP S R, YANG Y J, REEDER D B, et al. Observations of a mode-2 nonlinear internal wave on the northern Heng-Chun Ridge south of Taiwan[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2012, 117(C3): 67-75.
- [20] LÜ L G, YANG G B, WANG G S, et al. Comparison of two cases of strong increase in the bottom temperature in the Yellow Sea in winter[J]. *Ocean Science Journal*, 2015, 50(3): 1-10.
- [21] ZHENG Q A, WU L Y, ZHANG D, et al. A study on SLAR image signatures of internal waves in the sea area nearby the Laoshan bay [J]. *Oceanologia Et Limnologia Sinica*, 1989, 20(3): 281-287. 郑全安, 吴隆业, 张东, 等. 崂山湾附近海域内波的侧视雷达(SLAR)图像信息研究[J]. *海洋与湖沼*, 1989, 20(3): 281-287.
- [22] LI L, WANG C, GRIMSHAW R. Observation of internal wave polarity conversion generated by a rising tide[J]. *Geophysical Research Letters*, 2015, 42(10): 4007-4013.
- [23] YANG G, LÜ L, YUAN Y, et al. Observations and analysis of environment and acoustic field changed by the passage of typhoon Damrey in the Yellow Sea in 2012[J]. *Science China-Earth Sciences*, 2015, 58(12): 2260-2270.
- [24] YANG G B, LÜ L G, ZHUANG Z P, et al. Cruise observation of shallow water response to typhoon Damrey 2012 in the Yellow Sea [J]. *Continental Shelf Research*, 2017, 148: 1-8.
- [25] APEL J R, BADIEY M, CHIU C, et al. An overview of the 1995 SWARM shallow-water internal wave acoustic scattering experiment [J]. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, 1997, 22(3): 465-500.

Observation of Mode-2 Internal Solitary Waves Generated by Tides in Qingdao Coastal Waters

YANG Guang-bing^{1,2}, GUO Yan-liang^{1,2}, YU Long^{1,2}, CHEN Liang^{1,2,3}

(1. *Key Laboratory of Marine Science and Numerical Modeling, First Institute of Oceanography, MNR, Qingdao 266061, China;*

2. Laboratory for Regional Oceanography and Numerical Modeling, Pilot National Laboratory for Marine Science and Technology (Qingdao), Qingdao 266237, China;

3. College of Oceanic and Atmospheric Sciences, Ocean University of China, Qingdao 266100, China)

Abstract: Although the energy of mode-2 internal solitary waves (ISWs) is 10~100 times less than that of mode 1 ISWs, the turbulent dissipation rate of it is comparable to that of mode 1 ISWs because of its more complicated vertical structure. We here reported a new possible mode 2 ISW generation scenario based on the field observation conducted in Qingdao coastal waters in the Yellow Sea. A thermistor chain recorded a second baroclinic mode (mode 2) ISW following the first baroclinic mode (mode 1) ISWs in about two hours. Wave displacement of the mode 2 ISW and its vertical structure can be well described by weakly nonlinear Korteweg-de Vries (KdV) theory. The variation of nonlinearity coefficient, dispersion coefficient, and Ursell number caused by rising tide were consistent with generation of the mode 2 ISW. These results indicate that the observed generation of mode 2 ISWs should be mainly caused by the change in vertical stratification induced by the rising tide, which moves the temperature front of the Yellow Sea Cold Water Mass towards the observation station and elevates the thermocline.

Key words: mode-2 internal solitary wave; tide; KdV equation; field observation

Received: May 10, 2018