中国科学: 地球科学 2021 年 第 51 卷 第 11 期: 2001 ~ 2014
SCIENTIA SINICA Terrae earthcn.scichina.com
《中国科学》杂志社 SCIENCE CHINA PRESS
论 文

# 安达曼海南部内孤立波的生成与传播的数值模拟

蔡树群[1,2,3,4*], 吴于琪[1,2], 许洁馨[1,3], 陈植武[1,3†], 谢皆烁[1,3], 何映晖[1,3]

1. 热带海洋环境国家重点实验室, 中国科学院南海海洋研究所, 广州 510301;
2. 中国科学院大学, 北京 100049;
3. 南方海洋科学与工程广东省实验室(广州), 广州 511458;
4. 中国科学院南海生态环境工程创新研究院, 广州 510301
* 通讯作者, E-mail: caisq@scsio.ac.cn
† 通讯作者, E-mail: zhiwuchen@scsio.ac.cn

收稿日期: 2020-10-26; 收修改稿日期: 2021-05-07; 接受日期: 2021-06-10; 网络版发表日期: 2021-08-09
中国科学院前沿科学重点研究计划项目(编号: QYZDJ-SSW-DQC034)、南方海洋科学与工程广东省实验室(广州)专项项目(编号: GML2019ZD0304)、国家自然科学基金项目(批准号: 41521005、41776007和41776008)、中国科学院南海生态环境工程创新研究院项目(编号: ISEE2021PY01)、广州市科技计划项目(编号: 201804010373)、广东省自然科学基金项目(编号: 2020A1514010495)、“广东特支计划”科技创新青年拔尖人才项目(编号: 2019TQ05H519)、广州市珠江科技新星项目(编号: 201806010091)、中国科学院青年创新促进会项目(编号: 2018378)以及LTO自主研究项目(编号: LTOZZ2001)和中国科学院南海海洋研究所南海新星项目(编号: NHXX2019WL0201)资助

**摘要** 大量的内孤立波在安达曼南部被观测到. 文章利用二维的MITgcm模式来研究该海域内孤立波的动力机制并探索底地形及潮流驱动力对内孤立波生成及传播的影响. 结果表明, 大振幅下凹型内孤立波主要由潮流越过格雷特海峡附近的海脊(标记为海脊A)生成, 生成机制为背风波机制. 无畏舰岸坡(Dreadnought Bank)本身不能激发生成内孤立波, 但它通过与海脊A发生共振, 使得从海脊A生成并向东传播的内孤立波振幅增大一倍. 由靠近陆架的东部较浅海脊生成的向东传播的内孤立波可以一直传播至陆架区, 随后受到浅水效应的影响演变为上凸型内孤立波. 敏感性试验表明, 在该海域半日潮和全日潮均可驱动生成内孤立波, 但全日潮驱动生成的孤波比半日潮驱动生成的孤波弱很多. 混合潮的相互作用对内孤立波生成的影响很小.

**关键词** 内孤立波, 生成机制, 数值模拟, 安达曼海

## 1 引言

内孤立波是在稳定层结海水内部的一种大振幅非线性波动, 常由强潮流越过陡峭的陆架坡或海脊激发生成. 内孤立波在传播过程中会引起海表面的辐聚辐散, 对海洋环境有着重要的影响.

安达曼海是位于印度洋东部的边缘海. 东靠缅甸、泰国和马来半岛, 西部由安达曼-尼克巴群岛将其与孟加拉湾隔开. 安达曼海南部的内孤立波非常活跃, 最早由Perry和Schimke(1965)在该海域观测到内孤立波. 在1975年末至1976年初, Exxon石油公司在安达曼海南部进行了为期四个月的海洋观测并发现了传播速度为1.8m $s^{-1}$的内孤立波. 波包每隔12h26min出现一次, 与半日潮频率一致(Osborne和Burch, 1980). 随后

中文引用格式: 蔡树群, 吴于琪, 许洁馨, 陈植武, 谢皆烁, 何映晖. 2021. 安达曼海南部内孤立波的生成与传播的数值模拟. 中国科学: 地球科学, 51(11): 2001–2014, doi: 10.1360/N072020-0361
英文引用格式: Cai S, Wu Y, Xu J, Chen Z, Xie J, He Y. 2020. On the generation and propagation of internal solitary waves in the southern Andaman Sea: A numerical study. Sci China Earth Sci, 64(10): 1674–1686, https://doi.org/10.1007/s11430-020-9802-8

© 2021 《中国科学》杂志社 

海洋学家们在安达曼海东北部也观测到了内孤立波. 1980年Hyder等(2005)在安达曼群岛东北部观测到了振幅达60m东向传播的内孤立波, 并推测安达曼群岛最北端的浅海山为内孤立波的生源地.

除了现场观测外, 大量的卫星遥感图像也被应用于安达曼海内孤立波的研究中. Apel等(1985)从光学图像中发现了安达曼海的内孤立波. Alpers等(1997)总结了从SAR图像获取的内孤立波的四个可能的发生源地, 分别标记为A1、A2、A3和A4(图1). 这些作者认为内孤立波是由内潮与浅水地形相互作用而生成的. 此外, 许明光等(2014)发现了另外四个可能的内孤立波生源地, 分别标记为B1、B2、B3和B4(图1). 许明光等(2014)指出内孤立波主要由印度洋的半日潮越过安达曼-尼科巴群岛激发生成. 近日, Raju等(2021)通过数值模拟研究了安达曼海中部第一模态内孤立波的生成机制, 模式结果表明安达曼海中部的内孤立波, 在不同的潮汐相位和生成源地下, 可能由背风波机制、长波扰动或水跃等机制激发生成.

目前还没有关于安达曼海南部内孤立波生成机制的具体研究. 而同样被观测到有大量内孤立波的南海和印度洋的马斯卡林海脊, 关于它们的内孤立波生成机制的研究颇多(Ramp等, 2004; Klymak等, 2006; Farmer等, 2009; Buijsman等, 2010; da Silva等, 2015). 其中, Buijsman等(2010)利用数值模拟研究发现内潮流经吕宋海峡的海脊通过内潮释放机制生成内孤立波. Alford等(2011)提出吕宋海峡的双海脊发生共振可以增强生成内潮的强度.

当前关于安达曼海内孤立波的研究主要聚焦于现场观测以及卫星遥感图像的研究, 对内孤立波生成和传播的研究非常少. 许明光等(2014)绘制了安达曼海内孤立波的分布图(图1), 从图中观察到在安达曼海6°N~7°N有大量东向传播的内孤立波. 以6.5°N断面为例(图2a中的品红线), 该断面主要有三个海脊(格雷特海峡的海脊、无畏舰岸坡以及东部较浅的海脊)和一个陆架区(图2a). 这些底地形在内孤立波生成及传播过程中扮演的角色尚不清楚. 而格雷特海峡的海脊与无畏舰岸坡在内孤立波传播路径上近似平行, 这种情况是否与吕宋海峡的双脊系统相似, 会发生共振呢(Alford等, 2011; Buijsman等, 2012, 2014)? 此外, 内孤立波由潮流越过底地形生成, 但是全日潮与半日潮的相对重要性也有待讨论. 以上这些问题都值得进一步研究, 因此, 这里我们选择利用高分辨率数值模式来逐一解决这些问题.

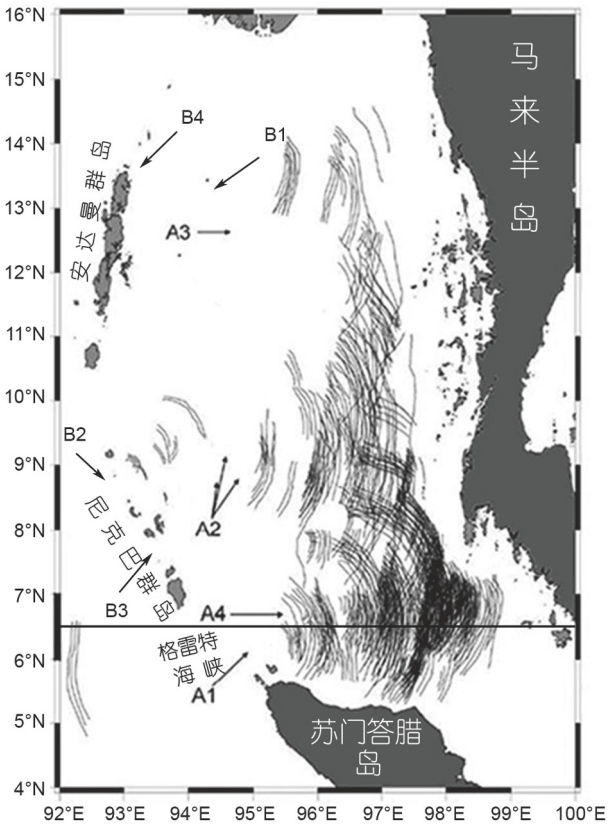


**图 1　安达曼海的内孤立波分布图**

摘自许明光等(2014). 黑线代表6.5°N断面

## 2　方法

### 2.1　模式设置

本文利用二维的非线性非静力的麻省理工学院通用环流模式(MITgcm)来对安达曼海南部内孤立波的动力机制展开研究. 正如引言所提及的, 我们选取6.5°N断面, 东西向范围从90.5°E~99°E(图2a中的品红线)作为本次的研究区域. 地形数据获取自ETOPO1 (2009), 空间分辨率为1′(图2b中的黑线). 为了简化问题, 对地形进行了平滑处理且将92.5°E以西的水深均设置为3km(图2b的红线). 格雷特海峡的海脊、无畏舰岸坡以及东部较浅海脊分别被标记为海脊A、B、C. 如图2b所示, 将最左边方框的一个主海脊以及侧边两个小海脊看作为一个整体海脊A, 最右侧方框的陆架

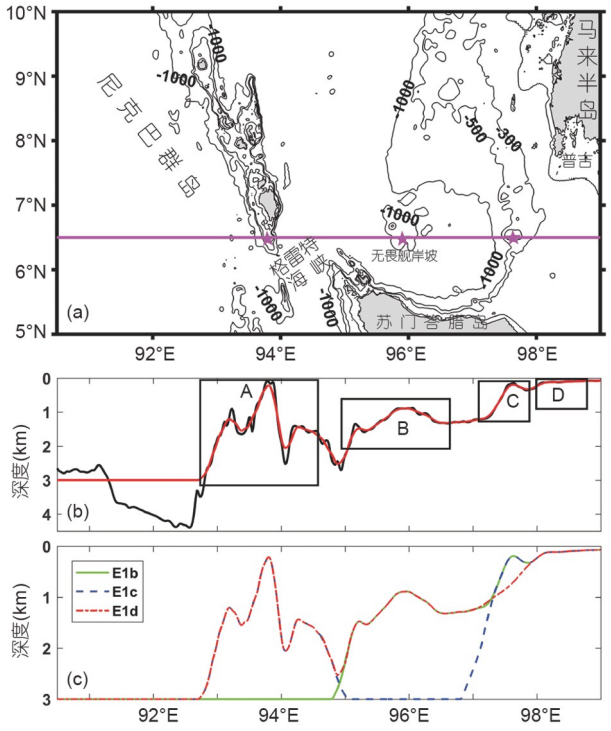


**图 2　安达曼海的地图(a)、6.5°N断面(b)的底地形, 以及试验E1b、E1c和E1d所采用的地形(c)**

(a) 三个品红色五角星从左至右分别代表海脊A、B、C的位置, 紫色横线表示6.5°N断面. (b) 黑线为ETOPO1(2009)的地形数据结果, 红线为标准试验E1a所采用的实际地形, A、B、C分别代表了从左至右的三个海脊, D代表了靠近东边界的陆架区, 4个黑色方框分别代表海脊A、B、C以及区域D的范围. (c) 绿色实线、蓝色虚线和红色点划线分别代表试验E1b、E1c和E1d所采用的地形

区标记为区域D. 海脊A、B、C顶端的深度分别约为212、889和195m. 以上的地形设置为标准试验E1a即初始场的地形设置.

模拟区域的水平跨度约为935km, 水平方向上的分辨率为66.8m. 根据图3c所示, 冬夏季温跃层(最大浮性频率)所在深度均在85m左右, 水平分辨率小于最大浮性频率所在深度, 因此这个分辨率满足了物理频散优于数值频散的要求(Vitousek和Fringer, 2011; Chen等, 2014). 模式的最大水深为3km, 垂向分辨率在水深1000m以上为5m, 水深1850m以下为20m, 中间垂向分辨率线性增加. 模式的网格数为14000×328. 时间步长设置为2.5s, 很好地满足了柯朗-弗里德里希斯-列维(CFL)条件.

模式采用的水平均一的温盐数据获取自WOA(2013)的气候态季节平均数据. 图3a和3b分别为数值模拟试验中采用的温度和盐度廓线. 图3c中的浮性频率$N$的计算公式为$N^2(z)=-\frac{g}{\rho_0}\left(\frac{\partial\rho}{\partial z}\right)$, 这里g为重力加速度, $z$为水深, $\rho_0$=1024kg m$^{-3}$为参考密度, $\rho(z)$为位密. 所使用的温盐数据均为冬季的气候态数据. 安达曼海南部夏冬季的层结差异不显著(这里没有展示夏季的温盐数据), 因此没有在研究中考虑安达曼海南部层结对内孤立波生成的影响.

根据TPXO7.2的结果, 在大多数试验中采用分潮流速最大的$M_2$分潮来驱动模式. 但在后续的部分敏感性试验中也采用了$K_1$分潮来驱动模式, 以分析全日分潮对内孤立波生成以及传播的影响. 模式中, 正压潮仅在西边界进行驱动, 驱动的正压潮表达式为

$$U=U_0\sin\left(\frac{2\pi t}{\mathrm{T}}\right), \tag{1}$$

式中, $T$为潮周期, $U_0$为潮流流速振幅, 多数试验中流速振幅设为0.042m s$^{-1}$. 标准试验中采用$M_2$分潮来驱动模式, 潮周期为12.42h. 部分敏感性试验中, 采用$K_1$分潮驱动模式, 潮周期为23.93h. 模式采用常背景黏度以及耗散率, 水平和垂向黏度(耗散率)分别为$10^{-2}$($10^{-4}$)和$10^{-4}$($10^{-5}$)m$^2$ s$^{-1}$. 此外, 我们还使用了KPP作为模式的垂向混合方案来确保模式的顺利运行(Large等, 1994).

表1为模式所有试验的设置. 标准试验E1a的底地形为图2b中的红线, 驱动潮流$M_2$的流速振幅为0.042m s$^{-1}$. 试验E1b、E1c和E1d分别用于讨论海脊A、B、C在安达曼海南部内孤立波生成过程中所扮演的角色. 在试验E1b和E1c中, 海脊A和B被水深为3km的地形代替(见图2c的绿色实线和蓝色虚线). 试验E1d中, 我们将海脊C去掉, 并用平滑的曲线连接底地形和陆架区(见图2c中的红色点划线). 试验E2a、E2b和E2c用于讨论全日潮在内孤立波生成以及传播过程中的影响. 所有的试验均运行100个小时, 约8个$M_2$潮周期, 以保证内孤立波的充分发展.

## 2.2　无量纲参数

为了更好地探究内孤立波的生成过程, 这里引入三个无量纲参数来对由正压潮越过变化的底地形产生的斜压潮进行分类(Garrett和Kunze, 2007).

(1) 潮程参数:

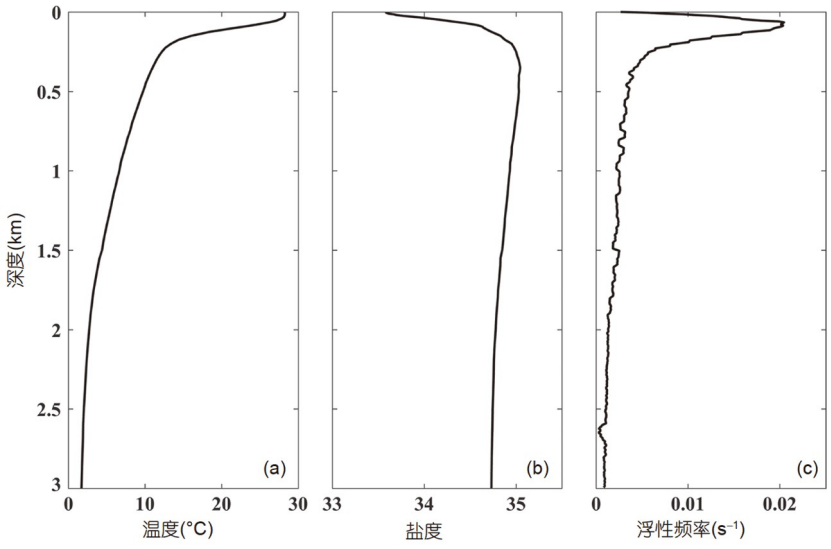


**图 3　模式所采用的初始温度(a)、盐度(b)以及浮性频率(c)的垂直剖面图**

**表 1　各试验设置**

| 试验 | 海脊 | 潮流类型及大小 |
|---|---|---|
| E1a | A、B、C | $M_2$, $U_{0M2}$ (0.042m $s^{-1}$) |
| E1b | B、C | $M_2$, $U_{0M2}$ (0.042m $s^{-1}$) |
| E1c | A、C | $M_2$, $U_{0M2}$ (0.042m $s^{-1}$) |
| E1d | A、B | $M_2$, $U_{0M2}$ (0.042m $s^{-1}$) |
| E2a | A、B、C | $K_1$, $U_{0K1}$ (0.042m $s^{-1}$) |
| E2b | A、B、C | $K_1$, $U_{0K1}$ (0.014m $s^{-1}$) |
| E2c | A、B、C | $M_2$+$K_1$, $U_{0M2}$(0.042m $s^{-1}$)+$U_{0K1}$(0.014m $s^{-1}$) |

$$\delta = \frac{U_0 k}{\omega}, \tag{2}$$

其中, 内波波数$k = \frac{2\pi}{L}$, $L$为水平地形尺度, $\omega$为潮频率.

(2) 斜坡参数:

$$\gamma = \max\left(\frac{1}{\alpha}\frac{\mathrm{d}h}{\mathrm{d}x}\right), \tag{3}$$

这里, $h(x)$为地形高度, $\alpha$为内波束的斜率, 计算公式为$\alpha = \sqrt{\frac{(\omega^2 - f^2)}{(N^2 - \omega^2)}}$, $f$为科式力参数.

(3) 地形弗劳德数:

$$F_{r_t} = \frac{U_0}{N_{\max} H_m}, \tag{4}$$

其中$N_{\max}$为浮性频率$N(z)$的最大值, $H_m$为地形高度的最大值. Nakamura等(2000)提出如下的引潮力方程:

$$\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial F}{\partial t} + U\frac{\partial F}{\partial x}, \tag{5}$$

公式左边代表驱动的引潮力$F$对时间$t$的全导数. 公式右边第一项是对时间的局地导数项, 它能引起潮频率的内潮波, 第二项为平流项, 会引起背风波. 潮程参数$\delta$的大小可以用于判断内潮的生成机制(Vlasenko等, 2005). 当$\delta \ll 1$, 局地导数项占主导作用, 主要生成潮汐频率的内波, 此时为内潮机制. 当$\delta \gg 1$, 平流项起决定作用, 这种情况下, 内波生成机制为不稳定背风波机制. 当$\delta \approx 1$, 局地导数项与平流项同等重要, 此时内波的生成机制为混合背风波波机制, 既有内潮波存在也

有背风波生成.

当斜坡参数$\gamma$>1、$\gamma$=1和$\gamma$<1时, 分别对应为超临界地形, 临界地形以及次临界地形三种地形特征. 在超临界地形的情况下, 内波波束可以向上和向下两个方向传播(Balmforth等, 2002).

地形弗劳德数$F_{r_t}$与上流效应和非线性效应有关(Baines, 1987). 当$F_{r_t}<1$时, 地形会阻碍潮流流动(Legg和Huijts, 2006; Legg和Klymak, 2008).

### 2.3　能量计算

正压潮越过陡峭地形时, 部分正压能量会转换为斜压能量, 生成内潮并向海脊两边传播. 在传播过程中, 由于非线性作用, 内潮逐渐演变为内孤立波, 部分内潮能量转换为内孤立波能量. 流速可以分为正压和斜压两个部分, 如$u=U+u'$和$w=W+w'$, 这里$U$和$W$分别被定义为

$$U=\frac{1}{H}\int_{-H}^{0}u\mathrm{d}z, \tag{6}$$

$$W=U\cdot\frac{z}{H(x)}\cdot\frac{\partial H(x)}{\partial x}, \tag{7}$$

这里, $H(x)$为水深. 正压动能密度$E_0$和斜压动能密度$E_k$分别为

$$E_0=\frac{1}{2}\rho_0U^2, \tag{8}$$

$$E_k=\frac{1}{2}\rho_0(u'^2+w'^2). \tag{9}$$

有效位能密度$E_{\mathrm{ape}}$的表达式如下:

$$E_{\mathrm{ape}}=\mathrm{g}\int_{z-\xi}^{z}(\rho_z-\rho_{z'})\mathrm{d}z', \tag{10}$$

其中, $\xi$为水团的垂向位移, $\rho_{z'}$为密度扰动. Kang和Fringer(2010)提出了三种计算有效位能的方法, 这里给出其中最准确的一种计算方法. 模式中采用的是自由表面, 因此总的正压能量包括正压动能和由自由海表面浮动$h_{\mathrm{eta}}$引起的势能, 表达式为

$$E_{\mathrm{barotropic}}=E_0+\rho_0gh_{\mathrm{eta}}, \tag{11}$$

总的斜压能量包含斜压动能及有效位能:

$$E_{\mathrm{baroclinc}}=E_k+E_{\mathrm{ape}}. \tag{12}$$

进一步地, 时间平均深度积分的正压能量、斜压动能、有效位能以及斜压能量可以定义为

$$\langle\overline{E_0}\rangle=\frac{1}{T_3}\int_{t}^{t+T_3}\int_{-H}^{0}E_{\mathrm{barotropic}}\mathrm{d}z\mathrm{d}t', \tag{13}$$

$$\langle\overline{E_k}\rangle=\frac{1}{T_3}\int_{t}^{t+T_3}\int_{-H}^{0}E_k\mathrm{d}z\mathrm{d}t', \tag{14}$$

$$\left\langle\overline{E_{\mathrm{ape}}}\right\rangle=\frac{1}{T_3}\int_{t}^{t+T_3}\int_{-H}^{0}E_{\mathrm{ape}}\mathrm{d}z\mathrm{d}t', \tag{15}$$

$$\langle\overline{E_{\mathrm{baroclinic}}}\rangle=\langle\overline{E_k}\rangle+\left\langle\overline{E_{\mathrm{ape}}}\right\rangle, \tag{16}$$

此处$\overline{(\cdot)}=\int_{-H}^{0}(\cdot)\mathrm{d}z$代表变量从海底$z=-H(x)$到海表面$z=0$深度上的积分. $\langle\cdot\rangle=\frac{1}{T_3}\int_{t}^{t+T_3}(\cdot)\mathrm{d}t'$代表对$T_3$时间段里的变量进行时间平均, $T_3$为从第六个$M_2$潮周期到第八个$M_2$潮周期的时间段. 此外, 水平积分时间平均深度积分的正压能量向斜压能量的转换率为

$$C_v=\int_{x_1}^{x_2}\frac{1}{T_3}\int_{t}^{t+T_3}P'(z=-H)W\mathrm{d}t'\mathrm{d}x, \tag{17}$$

这里$p'(z=-H)$为底部的压强扰动, $x_1$和$x_2$分别代表90.5°E和99°E.

## 3　结果

### 3.1　模式结果验证

标准试验E1a下, 第六个$M_2$潮周期后的等温线图如图4所示. 模式结果中有多个内孤立波波包生成. 在海脊A左侧, 有内孤立波生成并向西传播; 在海脊A右侧生成的内孤立波向东传播. 传播方向与MODIS的卫星图像结果一致(图1). Osborne和Burch(1980)在安达曼海南部(97.0°E, 6.8°N)观测到头波振幅为60m的内孤立波. 根据我们的模式结果, 在97.0°E处, 标准试验E1a下, 内孤立波的振幅也为60m, 与观测结果一致. 图5a为Suomi NPP卫星在2016年3月10日获取的空间分辨率为375m的VIIRS图像, 图5b为Aqua卫星在同一天获取的空间分辨率为250m的MODIS图像. 两幅卫星图像获取时间间隔仅为12分钟, 可以很好地用于估算

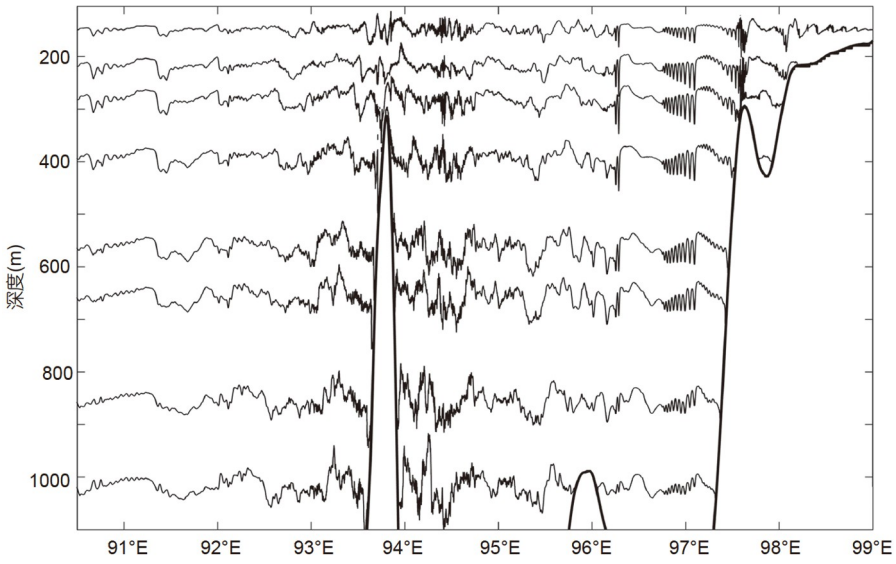


**图 4　标准试验E1a下, 第六个$M_2$潮周期后的等温线图**

等温线从上至下依次为27.3、18.9、14、11.58、10、9.3、8和7℃

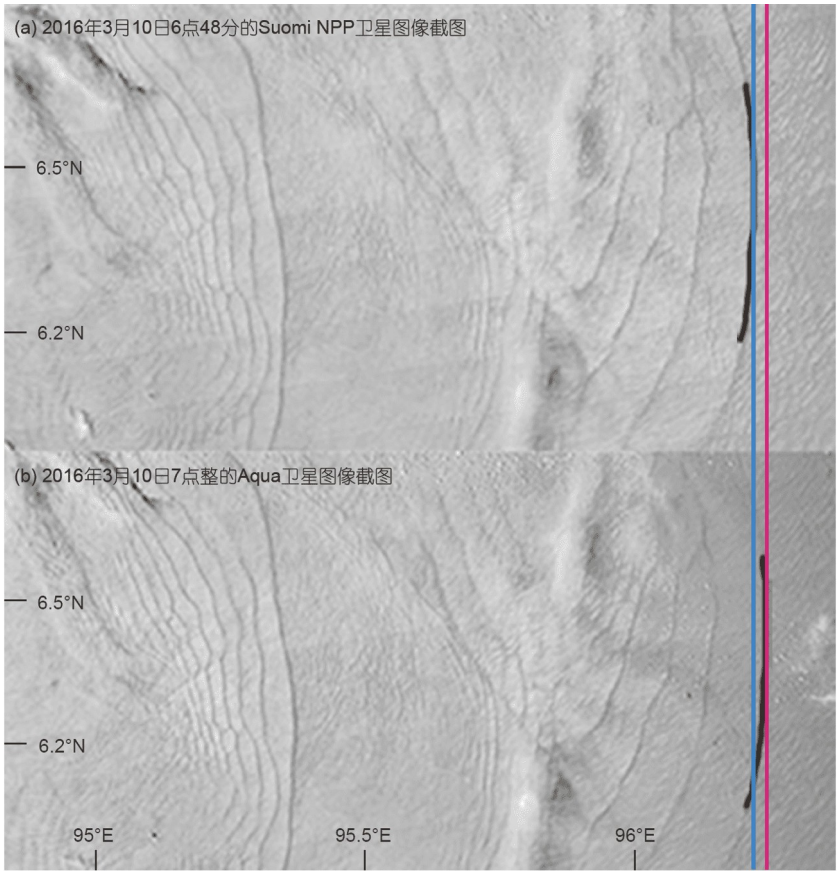


**图 5　由Suomi Npp卫星获取的VIIRS图像(a)及由Aqua卫星获取的MODIS图像(b)**

黑线为内孤立波波包头波的波峰线. 蓝色和品红色线分别代表图(a)和图(b)中头波波峰线所在的位置

捕获到的内孤立波的传播速度. 蓝线和品红线分别代表VIIRS和MODIS图像中完全发展的内孤立波头波的波峰线所在位置. 两个波峰线相距约为1694m. 因此, 孤立波头波的传播速度约为2.35m $s^{-1}$. 根据标准试验E1a的模式结果, 传播到96.25°E处的内孤立波的传播速度约为2m $s^{-1}$, 模式模拟得到的内孤立波比观测的内孤立波传播速度约小17.5%. 且通过对比发现模式潮汐相位要比卫星图像在同一位置(96.25°E, 6.5°N)的潮汐相位晚1h. 由于卫星图像的分辨率较低导致观测结果存在一些误差, 因此我们认为数值模拟结果与观测结果基本吻合.

### 3.2　生成过程与机制

正如前文所提及的, 下凹型的内孤立波波包由海脊A向两侧传播. 而在陆架区, 有上凸型内孤立波生成并向东传播. 温度在200m深度上$x$-$t$平面图(如图6所示)清楚地展示了标准试验E1a中内孤立波的生成以及传播过程. 内孤立波在远离海脊A处生成. 根据直线的斜率, 可以估算出在海脊A处生成的向西(品红色虚线)和向东(品红色实线)传播的内孤立波的相速度分别为1.64和1.93m $s^{-1}$. 在海脊C处生成的上凸型内孤立波(绿线)的相速度为0.62m $s^{-1}$. 海脊A处生成的内孤立波能量传播到海脊C处后一部分发生反射, 一部分传播到海脊C东侧, 随后在区域D耗散或被东边界的海绵层吸收. 此外, 由海脊A激发生成的内孤立波明显强于海脊C处生成的内孤立波.

根据方程(2)~(4), 可以得到各个海脊处的潮程参数、斜坡参数以及地形弗劳德数(见表2). 海脊A、B和C处的地形弗劳德数均远小于1, 因此各海脊均可能出现非线性水跃现象. 根据斜坡参数可以判断出, 各海脊处的地形均为超临界地形, 有利于正压能量到斜压能量的转换, 正压潮流越过陡峭地形后易激发生成内孤立波. 此外, 潮程参数在海脊A、C处分别为1.5和1.8, 大于1, 而海脊B处的潮程参数仅为0.1. 这个结果表明内孤立波在海脊A和C处的生成机制为背风波机制, 而在海脊B处的生成机制为内潮机制. 图7为标准试验E1a下, 2.5个潮周期内十个等时间间隔的等温线图. 当$t$=0.25$T$时, 随着向东的潮流流速达到最大, 在海脊A的东侧(背风侧), 等温线下凹(图7a). 当潮流流速减弱并转向时, 等温线凹陷开始向西传播(图7b, 此时正压潮流速为0), 随后逐渐演变为内孤立波(图7c~7j). 相似地, 当西向潮流流速达到最大时, 等温线凹陷在海脊A的西侧形成(图7c). 当潮流转向时, 等温线凹陷开始向东传播(图7d~7f), 在之后不断传播的过程中逐渐演变为内孤立波(图7g~7j). 因此, 在海脊A处无论是向东还是向西传播的内孤立波, 其生成机制均为背风波机制.

标准试验E1a的地形比较复杂, 各个海脊在内孤立

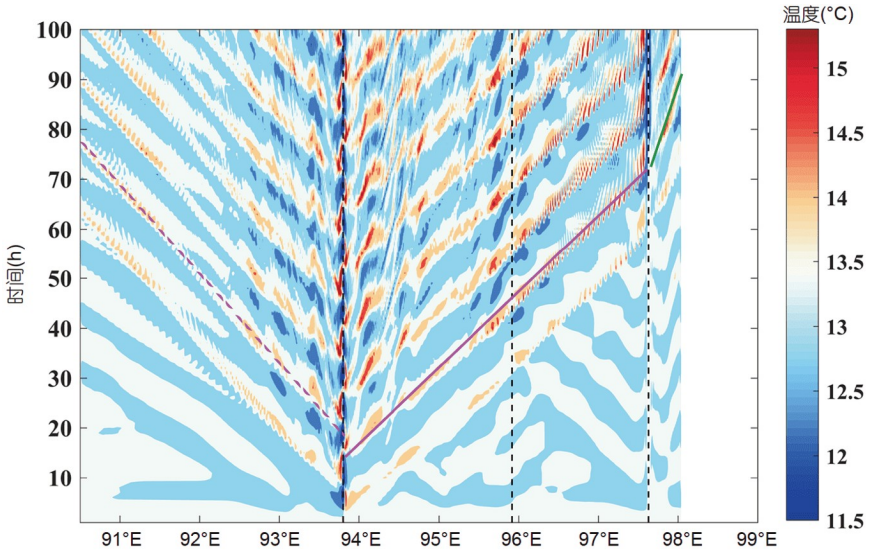


**图 6　标准试验E1a在水深为200m处$x$-$t$坐标平面下温度场的填充图**

三条黑色虚线分别代表海脊A、B和C的位置. 品红色虚线和实线分别代表向西和向东的内孤立波的传播过程. 绿线代表海脊C处生成的内波的传播过程

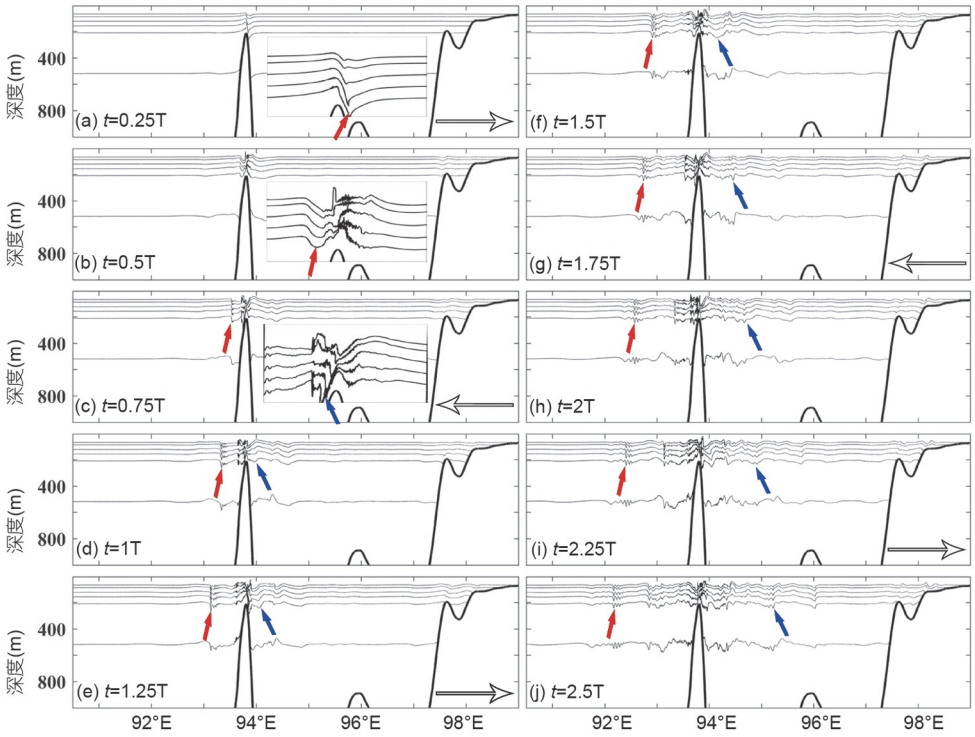


**图 7　标准试验E1a下2.5个潮周期内十个等时间间隔的等温线图**

等温线从上至下依为25.5、23.1、18.4、15.3、13.0和9.6℃. 空心箭头表示潮流流速的方向. 红色和蓝色箭头分别代表向西和向东传播的内孤立波. 图7a~7c中的插图为海脊A附近等温线的局部放大图

**表 2　各海脊处的无量纲数结果**

| 海脊 | $\delta$ | $\gamma$ | $F_{r_t}$ |
|---|---|---|---|
| A | 1.5 | 32.2 | 0.010 |
| B | 0.1 | 4.5 | 0.003 |
| C | 1.8 | 9.9 | 0.011 |

波生成过程中的作用很难区分，需要在后续敏感性试验中(3.4节)进一步探讨.

### 3.3　能量分布

标准试验E1a的时间平均深度积分的能量密度的水平分布(图8). 在远离海脊处，正压能量密度(蓝线)几乎为常数, 约为12.5kJ m$^{-1}$. 正压能量密度在海脊A处达到最大值25.7kJ m$^{-1}$，而在海脊B和C处分别为12.7和13.3kJ m$^{-1}$，远小于海脊A处的数值，而接近于远离海脊的常数值. 图8中的黑线代表时间平均深度积分的斜压能量密度. 斜压能量密度在海脊A的西侧远离地形处的数值在3.1kJ m$^{-1}$上下起伏，约为正压能量密度的1/3. 而在海脊附近，由于等密面隆起，斜压能量密度增大，在海脊A东侧能达到49.6kJ m$^{-1}$. 在海脊A东侧和海脊C西侧，由于耗散的影响，斜压能量密度不断减小，但在海脊C处又出现了一个小的峰值. 在海脊C东侧，斜压能量密度又迅速从7.2减小到1.3kJ m$^{-1}$. 在陆架区由于上凸型内孤立波的生成斜压能量密度又所有增加.

图8也展示了时间平均深度积分的有效位能密度(红线)和动能密度(蓝线)的水平分布. 从图中可以看出，有效位能密度和动能密度之间的相位恰好相反. 当有效位能密度达到极大值时，动能密度减小为极小值, 反之亦然. Chen等(2013)也提及了有效位能和动能密度的这一特征. 有效位能密度和动能密度无论在陡峭地形还是平坦地形上, 它们的数值基本相等, 海脊A处的两个能量密度均大于海脊B和C处的能量密度.

### 3.4　敏感性试验

#### 3.4.1　底地形的影响

为了研究海脊对内孤立波生成及传播的影响，我们设置了敏感性试验E1b~E1d. 试验E1b~E1d分别去除了海脊A、B和C. 各个试验所使用的地形如图2c所示.

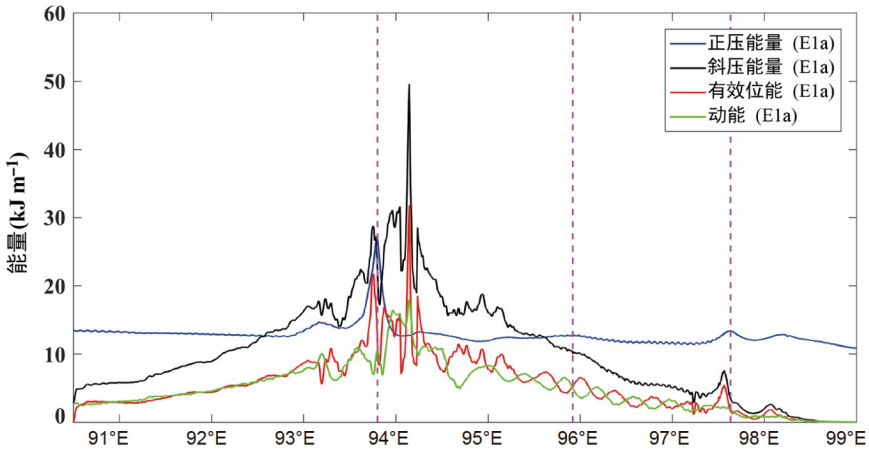


**图 8**　**标准试验下, 时间平均深度积分的正压能量密度(蓝线)、斜压能量密度(黑线)、有效位能密度(红线)和动能密度(绿线)的水平分布图**

三条品红色虚线分别代表海脊A、B和C的位置

试验E1b~E1d在第六个潮周期后的等温线图如图9所示. 在试验E1b中, 当去除海脊A后, 从图9a中可以看出, 仅在海脊C西侧有振幅为15m的内潮波生成. 而在试验E1c(去除海脊B, 如图9b)中, 向东和向西传播的内孤立波均有生成, 其中向东传播的内孤立波比标准试验E1a下生成的内孤立波要弱(图4). 各个试验生成的内孤立波的几个特征参数, 包含内孤立波振幅、波包的孤子个数、半倍波宽以及相速度等, 均列于表3中. 大多数试验中, 在96.5°E处内孤立波都得到了充分发展, 因此表3所列的特征参数都基于传播到96.5°E处的内孤立波. 从表3中可以看出, 标准试验E1a内孤立波的振幅可以达到60m. 当去掉海脊B后, 试验E1c所生成的内孤立波与标准试验E1a下生成的内孤立波特征参数差别较大. 试验E1c的内孤立波在96.5°E处的振幅仅为32m, 约为标准试验E1a的一半. 此外, 在试验E1c中, 相速度下降为1.74m $s^{-1}$, 半倍波宽增大为1254m, 波包的孤子数目仅为4. 所有的事实均表明试验E1c下生成的内孤立波弱于标准试验E1a生成的内孤立波. 试验E1d中(图9c), 在97.6°E以西, 内孤立波的波形几乎与标准试验E1a的内孤立波波形一致. 内孤立波的特征参数也非常接近(表3), 其中内孤立波的振幅和相速度完全相等. 唯一明显的区别在于, 在试验E1d中, 在海脊A处生成的向东传播的内孤立波可以传播到97.8°E处, 当传播向区域D时, 内孤立波快速破碎. 而在标准试验E1a下, 从海脊A生成向东传播的内孤立波在海脊C处发生耗散, 当潮流越过海脊C后, 在区域D生成上凸型内孤立波. 图10为试验E1b~E1d在深度200m处, *x*-*t*平面的温度场填充图. 图10b和10c都有高频的信号产生, 而图10a中没有出现. 因此, 内孤立波主要是由潮流越过海脊A生成的.

以上均是针对单个海脊作用的分析. 考虑到海脊A和B之间的水平距离为236km, 约为该研究区域$M_2$内潮水平波长的两倍. 这种情况与南海的吕宋海峡双脊系统类似(Buijsman等, 2012), 那么在海脊A和B之间是否会发生共振呢? 图11为标准试验E1a中海脊A和B之间的波束路线, 表明在海脊A和B之间的内波运动非常活跃. 从海脊A向上发射的波束射线(品红色实线)在海表和海底之间反射了三次, 连接了海脊A的顶部和海脊B西侧次海脊的顶部. 同时, 从海脊A顶部向下发射的波束射线(品红色虚线)也连接了海脊A和B的顶部. Buijsman等(2012)也描述了相似的情形, 并指出当两个海脊之间的距离接近共振条件时, 会发生能量转换的相长干涉, 即双脊系统的能量转换率大于两个单脊情况下能量转换率之和. 根据方程(17), 试验E1a~E1c的转换率分别为133.48、6.13和108.76kW $m^{-1}$. 因此, 标准试验E1a的能量转换率比试验E1b和E1c的能量转换率之和大16%, 表明海脊A和B之间有弱的共振发生.

### 3.4.2　全日潮的影响

为了讨论全日潮对内孤立波生成以及传播的影响, 我们设计了试验E2a~E2c. 各试验的等温线如图12

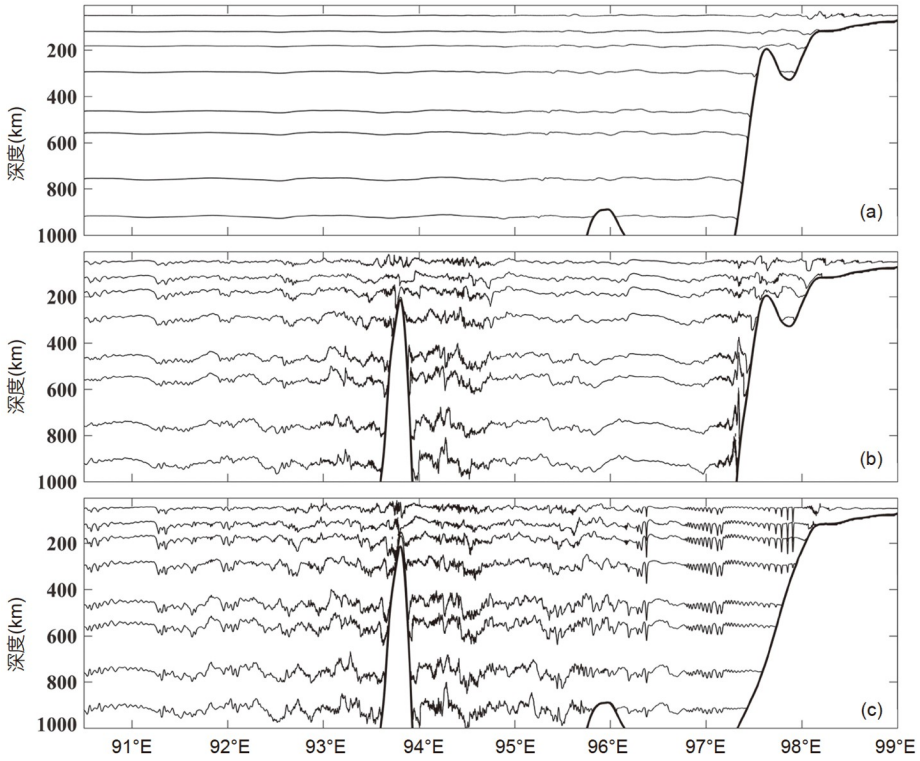


**图 9　试验E1b(a)、E1c(b)和E1d(c)第六个$M_2$潮周期后的等温线图**

从上至下依次为27.3、18.9、14、11.58、10、9.3、8和7℃

所示. 在试验E2a中, $K_1$分潮的流速振幅为0.042m $s^{-1}$. 从图12a可以看出, 试验E2a生成的内孤立波相比标准试验E1a中所生成内孤立波弱很多. 根据表3, 试验E2a内孤立波的振幅仅为22m, 约为标准试验E1a的1/3. 孤立子个数为3, 表明在$K_1$分潮的驱动下, 非线性作用较弱. 相速度从2m $s^{-1}$减小为1.71m $s^{-1}$, 半倍波宽为2970m, 远大于标准试验E1a. 尽管驱动模式的$K_1$分潮和$M_2$分潮流速振幅一样大, 但$K_1$内潮的波长约为$M_2$内潮波长的两倍. 因此, $K_1$内潮受到的旋转效应影响更大, 而旋转效应会阻碍$K_1$内潮分裂成为内孤立波(Farmer等, 2009; Chen等, 2014). 因此$K_1$分潮驱动生成的内孤立波较$M_2$分潮驱动生成的内孤立波弱. 在试验E2b中, 用来驱动模式的$K_1$分潮流速振幅获取自TPXO7.2模式的结果, 为0.014m $s^{-1}$. 根据图12b可以看出, 当$K_1$分潮流速振幅仅为0.014m $s^{-1}$时, 所生成的内波非常弱, 振幅约为15m, 并且没有大振幅内孤立波生成. 为了更加接近真实的潮流情况, 在试验E2c中用$M_2$和$K_1$混合分潮同时来驱动模式. 从图12c可以看出, 由$M_2$和$K_1$分潮共同驱动下的结果与仅由$M_2$分潮驱动的结果基本没有显著差别. 两个分潮共同作用下, 内孤立波的振幅为65m, 稍大于标准试验E1a的结果. 因此, 半日分潮和全日分潮的相互作用对安达曼海南部内孤立波的生成及传播没有根本的影响, 这个结果与南海的结论一致(Li等, 2011).

## 4　结论与讨论

本文利用高分辨率模式MITgcm对安达曼海南部内孤立波的生成进行了研究, 并探讨了底地形以及不同潮流类型等对内孤立波生成及传播的影响. 结果表明, 安达曼海南部大振幅下凹型的内孤立波主要生成源地为尼科巴群岛与苏门答腊岛之间的格雷特海峡. 根据计算得到的地形弗劳德数以及斜坡参数, 判断出由格雷特海峡激发生成的内孤立波生成机制为背风波机制. 无畏舰岸坡本身不能激发生成内孤立波, 但由于其与格雷特海峡附近的海脊A产生了弱共振, 使得由

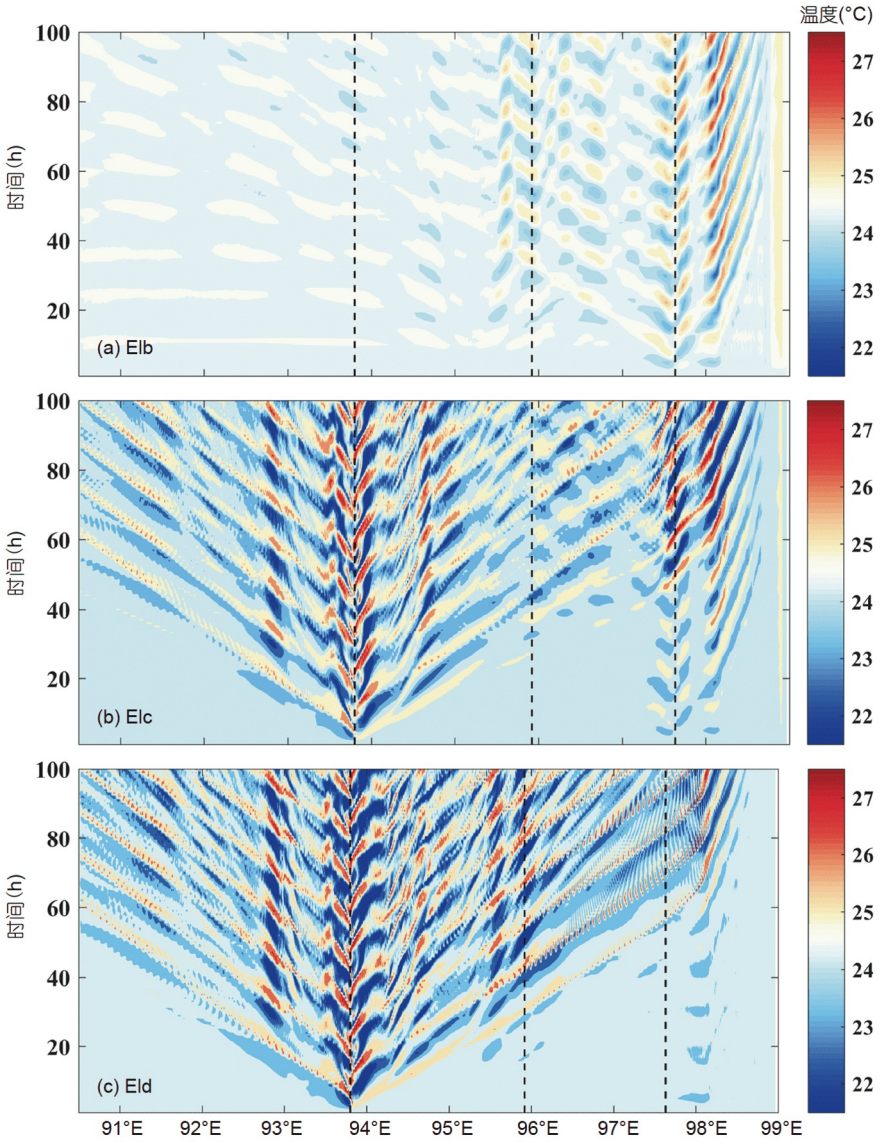


**图 10**　**试验(a)E1b、(b)E1c和(c)E1d在水深为200m处*x*-*t*坐标平面下温度场的填充图**

三条黑色虚线分别代表海脊A、B和C的位置

**表 3**　**各试验内孤立波的特征参数**

| 试验 | 振幅(m) | 孤子个数 | 半倍波宽(m) | 相速度(m $s^{-1}$) |
|---|---|---|---|---|
| E1a | 60 | 13 | 1859 | 2.00 |
| E1b | / | / | / | / |
| E1c | 32 | 4 | 3113 | 1.74 |
| E1d | 60 | 13 | 1847 | 2.00 |
| E2a | 22 | 3 | 2970 | 1.71 |
| E2b | / | / | / | / |
| E2c | 65 | 14 | 1650 | 2.02 |

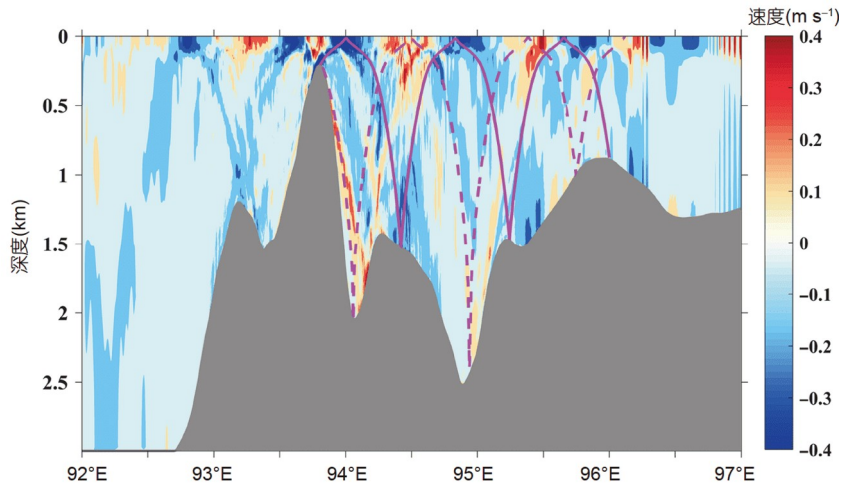


**图 11　标准试验E1a中, 海脊A和B之间的水平流速填充场和波束路线的叠加图**

品红色虚线和实线分别代表从海脊A处向下和向上发射的波束射线

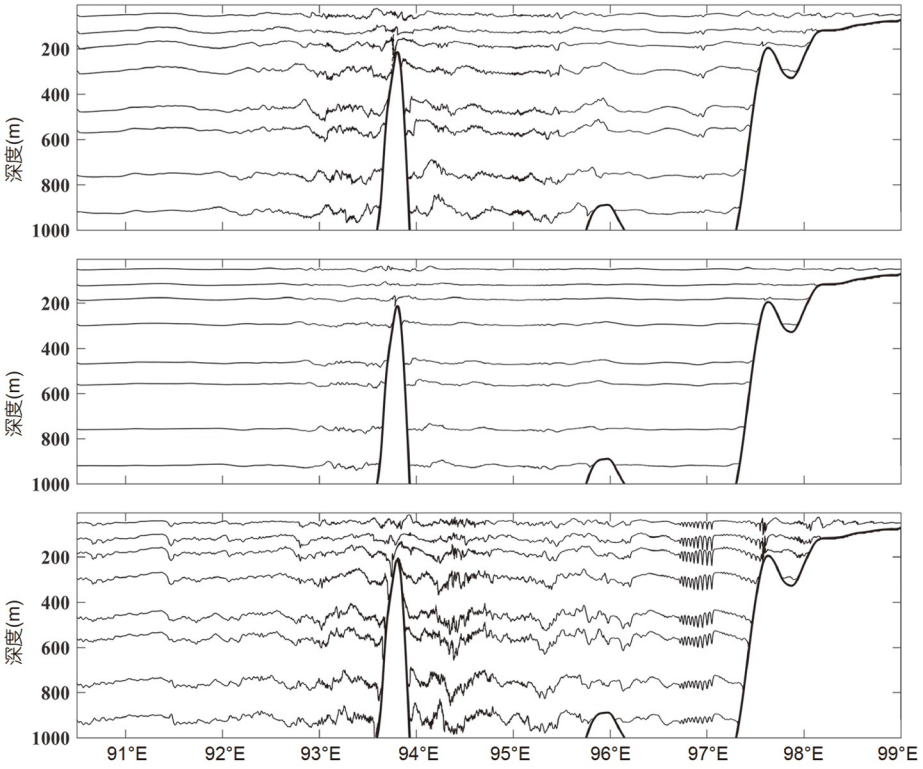


**图 12　试验E2(a)、E2b(b)和E2c(c)第六个$M_2$潮周期后的等温线图**

等温线从上至下依次为27.3、18.9、14、11.58、10、9.3、8和7℃

海脊A生成的向东传播的内孤立波振幅增大一倍. 由潮流越过东部海脊C生成的内波传播至陆架区后由于浅水效应演变为上凸型内孤立波.

敏感性试验结果表明, 潮流类型的改变均会影响内孤立波的强度和特征. 安达曼海南部内孤立波主要由半日潮流越过海脊而生成. 仅由全日潮流驱动生成

的内孤立波非常弱. 半日潮流与全日潮流的相互作用对该海域内孤立波的生成及传播演变没有实质的影响, 其结果与仅半日潮流驱动下的结果差异甚微.

当前的数值模拟基于一个二维断面. 想要通过二维模式来体现内波场的所有空间特征是不现实的. 实际上, 无畏舰岸坡的三维地形会影响内孤立波的生成与演变(如Buijsman等, 2014). 格雷特海峡的海脊与无畏舰岸坡的共振或者相长干涉也会受到三维模式中斜波辐射的影响. 在未来的研究中, 我们将会进一步探究三维效应对安达曼海内孤立波生成和传播的影响.

**致谢** 数值模拟工作由南海海洋研究所的高性能计算机部门及其经理周巍和隋丹丹提供支持.

## 参考文献


许明光, 谢志宏, 何宗儒, 刘国安, 杨劲松. 2014. 安达曼海的非线性内波. 航测及遥测学刊, 18: 161–173

Alford M H, MacKinnon J A, Nash J D, Simmons H, Pickering A, Klymak J M, Pinkel R, Sun O, Rainville L, Musgrave R, Beitzel T, Fu K H, Lu C W. 2011. Energy flux and dissipation in Luzon Strait: Two tales of two ridges. J Phys Oceanogr, 41: 2211–2222

Alpers W, Heng W C, Hock L. 1997. Observation of internal waves in the Andaman Sea. Singapore: IGARSS'97. 1997 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings. 1518–1520

Apel J R, Thomson D R, Tilley D G, Van Dyke P. 1985. Hydrodynamics and radar signatures of internal solitons in the Andaman Sea. John Hopkins APL Tech Dig, 6: 3330–3337

Baines P G. 1987. Upstream blocking and airflow over mountains. Annu Rev Fluid Mech, 19: 75–95

Balmforth N J, Ierley G R, Young W R. 2002. Tidal conversion by subcritical topography. J Phys Oceanogr, 32: 2900–2914

Buijsman M C, Kanarska Y, McWilliams J C. 2010. On the generation and evolution of nonlinear internal waves in the South China Sea. J Geophys Res, 115: C02012

Buijsman M C, Klymak J M, Legg S, Alford M H, Farmer D, MacKinnon J A, Nash J D, Park J H, Pickering A, Simmons H. 2014. Three-dimensional double-ridge internal tide resonance in Luzon Strait. J Phys Oceanogr, 44: 850–869

Buijsman M C, Legg S, Klymak J M. 2012. Double-ridge internal tide interference and its effect on dissipation in Luzon Strait. J Phys Oceanogr, 42: 1337–1356

Chen Z W, Xie J S, Wang D X, Zhan J M, Xu J X, Cai S Q. 2014. Density stratification influences on generation of different modes internal solitary waves. J Geophys Res-Oceans, 119: 7029–7046

Chen Z W, Xie J S, Xu J X, Zhan J M, Cai S Q. 2013. Energetics of nonlinear internal waves generated by tidal flow over topography. Ocean Model, 68: 1–8

da Silva J C B, Buijsman M C, Magalhaes J M. 2015. Internal waves on the upstream side of a large sill of the Mascarene Ridge: A comprehensive view of their generation mechanisms and evolution. Deep-Sea Res Part I-Oceanogr Res Pap, 99: 87–104

Farmer D, Li Q, Park J H. 2009. Internal wave observations in the South China Sea: The role of rotation and non-linearity. Atmosphere-Ocean, 47: 267–280

Garrett C, Kunze E. 2007. Internal tide generation in the deep ocean. Annu Rev Fluid Mech, 39: 57–87

Hyder P, Jeans D R G, Cauquil E, Nerzic R. 2005. Observations and predictability of internal solitons in the northern Andaman Sea. Appl Ocean Res, 27: 1–11

Kang D, Fringer O. 2010. On the calculation of available potential energy in internal wave fields. J Phys Oceanogr, 40: 2539–2545

Klymak J M, Pinkel R, Liu C T, Liu A K, David L. 2006. Prototypical solitons in the South China Sea. Geophys Res Lett, 33: 2006GL025932

Lamb K G. 2004. Nonlinear interaction among internal wave beams generated by tidal flow over supercritical topography. Geophys Res Lett, 31: L09313

Large W G, McWilliams J C, Doney S C. 1994. Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. Rev Geophys, 32: 363–403

Legg S, Huijts K M H. 2006. Preliminary simulations of internal waves and mixing generated by finite amplitude tidal flow over isolated topography. Deep-Sea Res Part II-Top Stud Oceanogr, 53: 140–156

Legg S, Klymak J M. 2008. Internal hydraulic jumps and overturning generated by tidal flow over a tall steep ridge. J Phys Oceanogr, 38: 1949–1964

Li D, Chen X, Liu A. 2011. On the generation and evolution of internal solitary waves in the northwestern South China Sea. Ocean Model, 40: 105–119

Nakamura T, Awaji T, Hatayama T, Akitomo K, Takizawa T, Kono T, Kawasaki Y, Fukasawa M. 2000. The generation of large amplitude unsteady lee waves by subinertial K-1 tidal flow: A possible vertical mixing mechanism in the Kuril Straits. J Phys Oceanogr, 30: 1601–1621

Osborne A R, Burch T L. 1980. Internal solitons in the Andaman Sea. Science, 208: 451–460

Perry R B, Schimke G R. 1965. Large-amplitude internal waves observed off the northwest coast of Sumatra. J Geophys Res, 70: 2319–2324

Raju N J, Dash M K, Bhaskaran P K, Pandey P C. 2021. Numerical

investigation of bidirectional Mode-1 and Mode-2 internal solitary wave generation from North and South of Batti Malv Island, Nicobar Islands, India. J Phys Oceanogr, 51: 47–62

Ramp S R, Tang T Y, Duda T F, Lynch J F, Liu A K, Chiu C S, Bahr F L, Kim H R, Yang Y J. 2004. Internal solitons in the northeastern South China Sea, Part I: Sources and deep water propagation. IEEE J Ocean Eng, 29: 1157–1181

Vitousek S, Fringer O B. 2011. Physical vs. numerical dispersion in nonhydrostatic ocean modeling. Ocean Model, 40: 72–86

Vlasenko V, Stashchuk N, Hutter K. 2005. Baroclinic Tides: Theoretical Modeling and Observational Evidence. Cambridge: Cambridge University Press. 164

(责任编委: 焦念志)