

斜压海洋水平大尺度波动各模态能量分布对风的响应*

周 磊** 田纪伟

(中国海洋大学物理海洋实验室, 青岛 266003)

王东晓

(中国科学院南海海洋研究所热带海洋环境动力学重点实验室, 广州 510301)

摘要 将在南海持续观测近 3 个月、共 28 层的潜标海流资料与已有的 6 h 分辨率的 NCEP/NCAR 风场资料结合起来进行了分析, 结果表明风场在一个连续的宽频带范围内向海洋上混合层输送能量; 而风的低频异常变化对流场的低频异常变化的作用则是输送能量的“最有效”途径. 但这些能量只有在近惯性频率向混合层以下传播, 并分别按正态分布率分配到正压流、斜压流以及斜压流的各个模态中去. 其中由风引起的正压流与斜压流的能量变化的比值服从正态分布 $N(0.0242, 0.3947)$; 而前四个斜压模态能量变化在总的斜压能量变化中占的比值也都服从相应的正态分布: 第一斜压模态服从 $N(0.2628, 0.1872)$, 第二模态服从 $N(0.1979, 0.1504)$, 第三模态服从 $N(0.1331, 0.1633)$, 第四模态服从 $N(0.0650, 0.1540)$.

关键词 风场异常 流场异常 能量输送 宽频带 近惯性频率 能量分布

风是内波生成的重要动力因素之一, 也是海洋内部混合能量的主要来源之一. Wunsch^[1]利用高度计资料估计风对海洋的能量输送大约为 1 TW; Watanabe^[2]等人用数值模式估计的全球风提供给混合的能量为 0.7 TW, 这占维持大洋子午向环流所需的混合能量的相当大的部分. 而且在最近半个世纪, 风对海

洋的能量输送在北半球^[3]和南半球都增长了 25%左右^[4]. 因此, 人们对风产生内波的方式以及风输送的能量在海洋中的传播进行了一系列的观测和研究. 已有的研究成果表明风对海洋中惯性振荡的作用是风应力直接作用于海洋上混合层的结果, 而不是风场旋度或是散度的作用结果^[5], 而且风对海洋的能量

2004-03-31 收稿, 2005-06-28 收修改稿

* 国家重点基础研究发展规划项目(批准号: TG1999043800)

** E-mail: zhoulei_zqs@hotmail.com

输送与风随时间的变化有密切的关系^[6]. D'Asaro^[7]测量了北太平洋和北大西洋马尾藻海的三维流场结构, 分析结果表明大风经过时内波流场可以是无风时的 5 倍, 其影响可以很快到达几百米深处. 在 CMO 实验 (coastal mixing and optics experiments) 中的观测表明风对海洋的影响不仅限于对第一斜压模态的影响, 风对海洋深层甚至是底层都有明显的影响^[8]. 最近, Hristov 等人^[9]根据 FLIP (floating instrument platform) 的观测表明, 风引起的动量通量在垂向上有相当大的变化. 风输送到海洋中的能量将分配到海流的各个模态中, 其中一部分会在混合层附近混合消耗掉, 剩下的部分将穿过混合层向深海传播^[10,11]; 同时, 它们之间以及它们与中尺度涡之间会发生相互作用^[12]. 能量下传的时间尺度受混合层深度的影响不大, 但下传时的能量消耗与混合层的厚度却有很大的关系^[13]. 风输送的能量传送到海洋内部以后, 容易引发海洋中的不稳定机制^[14], 最终造成混合.

为了进一步深入研究风对海洋的能量输送, 以及风输入的能量导致海洋水平大尺度波动各个模态能量变化的情况, 我们在中国南海 (20°34.851'N, 118°24.461'E) 进行了为期近三个月的定点潜标观测, 得到了每 15 min 一次垂向 28 层的水平流速资料. 结合 6 h 分辨率的 NCEP/NCAR 的风场资料, 我们通过分析水平流速的功率谱以及风对流场做功和流场能量变化之间的关系, 发现风在连续的宽频带上以风的低频异常作用于流场的低频异常的方式向海洋上混合层输送能量; 但这些能量只能以近惯性振荡的形式穿过混合层向下传播, 并且正压流、斜压流和斜压流不同模态之间的能量比例服从相应的正态分布.

1 风对海洋上混合层能量的输运

为了研究风对海洋上混合层能量输运的动力学机制, 我们在 2000 年特别选择中国南海盛行东南季风的时期, 从 8 月 20 日到 11 月 4 日, 在北纬 20°34.851', 东经 118°24.461', 水深 2474 m 处布放了一个潜标. 一台 RDI 公司 75 kHz 的 ADCP (声学多普勒流速剖面仪) 安装在水深 500 m 左右. 我们获得从海面下 5 m 到海面下 437 m, 垂向每 16 m 一层 (共 28 层), 采样时间间隔为 15 min 的水平流速数据, 一共获得

7237 组水平流速数据. 因为风一般直接作用于海洋的上混合层^[15], 由多年逐月平均的温盐资料^[16]看出该处的混合层深度一般在 75 m 左右 (图 1(a)), 所以我们首先求上混合层 (近海面的上 5 层) 水平流速的垂向平均

$$\mathbf{u}_{up} = \frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 \mathbf{u}_i, \quad (1)$$

从 $|\mathbf{u}_{up}|$ 的频率谱 (图 2 实线) 中可以看出惯性流 $\mathbf{u}_f$ 占主导, 其次为 $\mathbf{u}_{K_1}$, $\mathbf{u}_{M_2}$ 和 $\mathbf{u}_{K_1M_2}$ (潮频率为 K_1 的频率加上 M_2 的频率) 和 $\mathbf{u}_{M_4}$ (潮频率为两倍 M_2 的频率) 潮流. 因此, 上混合层流速 $\mathbf{u}_{up}$ 可以分解为如下形式:

$$\mathbf{u}_{up} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}_f + \mathbf{u}_{K_1} + \mathbf{u}_{M_2} + \mathbf{u}_{K_1M_2} + \mathbf{u}_{M_4} + \tilde{\mathbf{u}}, \quad (2)$$

其中, $\bar{\mathbf{u}}$ 表示 $\mathbf{u}_{up}$ 对流场时间特征尺度 (在 3~7 d) 的局部平均值, $\tilde{\mathbf{u}}$ 为流场异常. 同样, 可将风场资料表示为

$$\mathbf{u}_w = \bar{\mathbf{u}}_w + \tilde{\mathbf{u}}_w, \quad (3)$$

其中, $\bar{\mathbf{u}}_w$ 表示 $\mathbf{u}_w$ 对风场时间特征尺度 (在 3~7 d) 的局部平均值, $\tilde{\mathbf{u}}_w$ 为风场异常. 为了使流场和风场资料相匹配, 我们把上述得到的 7237 组流场资料分别做每 6 h (24 个流速值) 的加权平均, 从而得到 301 组相应的每 6 h 一个的流速资料, 分别记为 $\mathbf{u}_{total}^*$, $\mathbf{u}_f^*$, $\mathbf{u}_{K_1}^*$, $\mathbf{u}_{M_2}^*$, $\mathbf{u}_{K_1M_2}^*$, $\mathbf{u}_{M_4}^*$ 和 $\tilde{\mathbf{u}}^*$.

这里我们要特别说明的是本文中的流场异常和风场异常并不是流场和风场的高频异常, 而是按照 (2) 和 (3) 式求得的结果. 因为我们在下文中用于计算的数据的时间间隔为 6 h, 所以下文中提到的流场异常和风场异常实质上都是流场和风场的低频异常.

我们应用以下简明的能量关系进行分析, 以寻求风对海洋上混合层“最有效”的能量输送途径. 设 $\mathbf{U}_c$ 代表 $\mathbf{u}_{total}^*$, $\mathbf{u}_f^*$, $\mathbf{u}_{K_1}^*$, $\mathbf{u}_{M_2}^*$, $\mathbf{u}_{K_1M_2}^*$, $\mathbf{u}_{M_4}^*$ 和 $\tilde{\mathbf{u}}^*$ 中的任意一种流速, $\mathbf{U}_w$ 代表 $\mathbf{u}_w$ 和 $\tilde{\mathbf{u}}_w$ 中的任意一种风速. 我们设

$$W^n = \mathbf{U}_w^n \cdot \mathbf{U}_c^n, \quad (4)$$

正比于 $\mathbf{U}_w$ 对 $\mathbf{U}_c$ 在 n 时刻做的功, 并假设

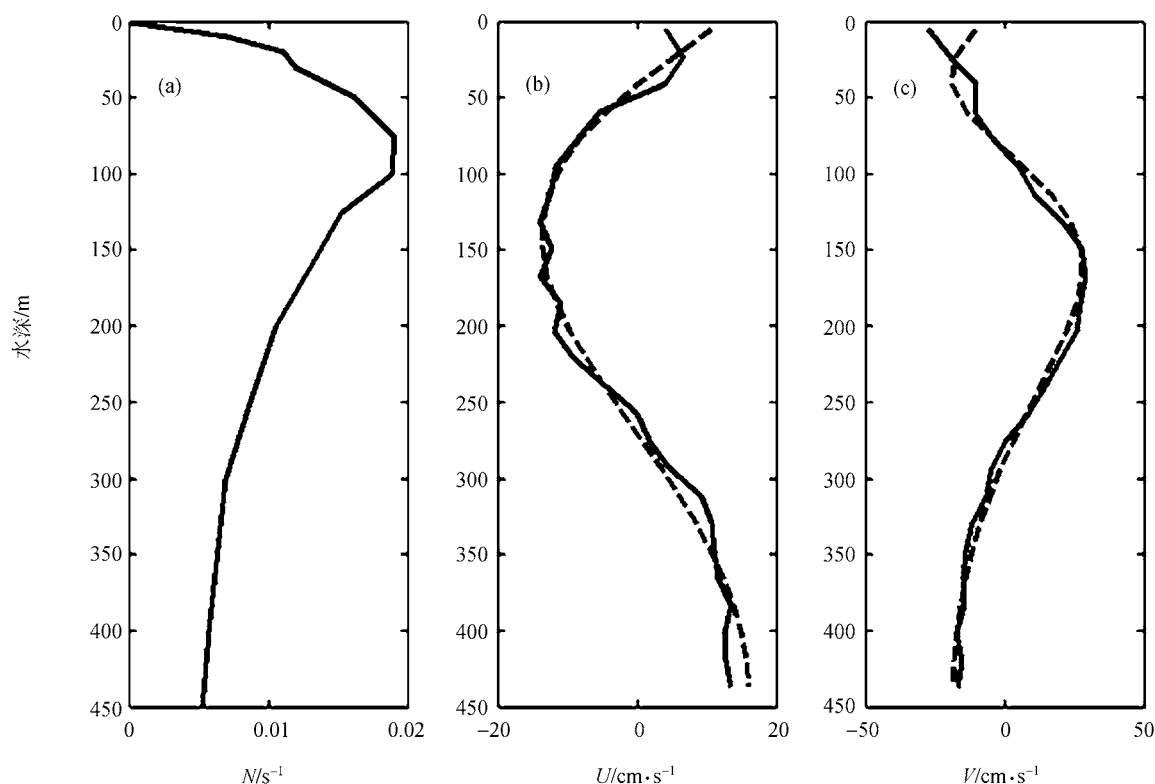


图 1

(a) 由多年平均资料得到的观测点处的 Brunt-Väisälä 频率; (b), (c) 中的实线为由观测资料计算的斜压流速, 虚线为前四个斜压模态拟合的斜压流速

$$\Delta E_n = |U_c|_{n+1}^2 - |U_c|_n^2, \quad (5)$$

正比于从 n 到 $n+1$ 时刻流 U_c 的动能变化量. 如果在 6 h 加权平均的 301 个时间点中, 绝大部分在 U_w 对 U_c 作正功 ($W^n > 0$) 时流的能量增加 ($\Delta E_n > 0$); 在 U_w 对 U_c 作负功 ($W^n < 0$) 时流的能量减少 ($\Delta E_n < 0$), 即满足如下条件

$$W^n \cdot \Delta E_n > 0 \quad (6)$$

时, 我们则认为 U_w 对 U_c 作用是风对海洋“最有效”的能量输送途径. 将上混合层 6 h 加权平均 301 个时间点上的水平流速资料代入不等式(6)左边, 我们发现风异常 $\tilde{u}_w$ 作用于流异常 $\tilde{u}^*$ 满足不等式条件(6)的点达到 273 个, 即占平均后的 301 个流速资料点的 90.7%(表 1). 这意味着在 6 h 一个记录的时间分辨率的情况下, 风的低频异常变化作用于流的低频异常变化是风对海

洋上混合层输送能量的“最有效”途径. 而在其他情况下, 满足不等式条件(6)的比例都在 50%左右, 即此时风对海洋能量的输送并非是“最有效”的途径. 这表明风场对海洋的能量输送是在一个宽频带上实现的, 而不仅是通过作用于惯性或近惯性流动实现的.

下面借助于南中国海水平流速观测资料进一步讨论风异常对海洋上混合层能量的输送. 为此我们特意在 3 个月观测期间内选择较强的风场异常期进行研究. 从 NCEP/NCAR 的风场资料(图 3)中可以看出, 在 2000 年 10 月 9 日风场突然增强达到 16 m/s. 对此刻前后各 8 d 的上混合层的流速 $|u_{up}|$ 作谱分析(图 4), 我们发现除了惯性频率和潮频率的谱峰值以外, 后 8 d 的功率谱几乎在整个频域都大于前 8 d 的, 其谱值的增加较为明显. 这首先说明当风场增大时海洋上混合层的能量确实增加, 此外这也说明风对上混合层的能量输送是在一个很宽的几乎连续的频率

范围内实现的. 它可以一直从几天的低频振荡到几分钟的高频振荡, 而不仅仅是局限于惯性或近惯性频率的振荡.

表 1 表中列出的百分数表示满足不等式(6)(即 $\Delta E_n > 0$)的点
数在 301 个点中占的比例

流	风	
	u_w /%	$\tilde{u}_w$ /%
u_{total}^*	51.16	49.5
$\tilde{u}^*$	62.33	90.7
u_f^*	48.49	46.49
$u_{K_1}^*$	49.83	48.16
$u_{M_2}^*$	50.17	51.51
$u_{K_1M_2}^*$	51.17	55.18
$u_{M_4}^*$	52.04	56.34

2 风对海洋不同模态的贡献

上面讨论了风场对海洋上混合层的能量运输, 特别是风场异常的作用. 现在我们来研究海洋上混合层的能量耗散或传递通道主要在哪个频段上. 事实上, 输送到海洋上混合层的能量一部分在混合层耗散掉, 另一部分通过混合层向下传播^[11]. 进一步把混合层的流场频谱(图 2 实线)和上混合层以下第八层(117 m)的水平流速频谱(图 2 虚线)进行比较, 我们发现在该处近惯性频率运动的能量较混合层有所增加, 而其他频率上的能量较混合层都明显减少. 这说明风输送到上混合层的能量主要是通过近惯性振荡向混合层以下传播, 其它频率运动的能量很难穿过温跃层; 所以除了惯性频率以及近惯性频率外, 其它频率运动的能量在混合层以下急剧下降. 其次, 海洋上混合层由风强迫诱发的非惯性频率运动的能量并非在上混合层全部耗散掉. 由于惯性频率是海洋的固有频率, 进入海洋上混合层具有不同频率的能量经过非线性相互作用等过程, 最终将有一部分能量转化为惯性或近惯性振动的能量. 这样一来, 它们就能以惯性或近惯性运动的形式穿过上混合层向下传到海洋内部, 从而可能使混合层以下的近惯性振荡的能量比混合层中的还要强.

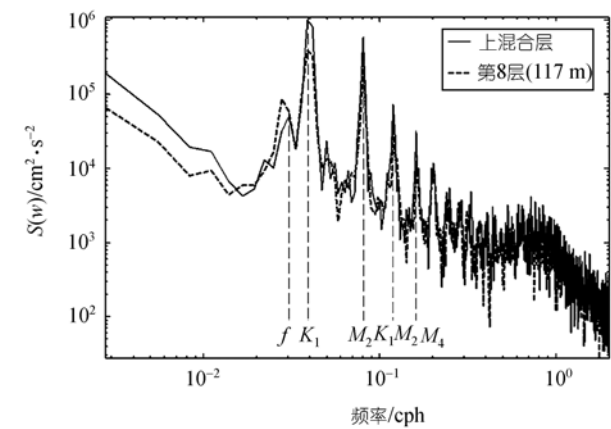


图 2 $|u_w|$ 和第 8 层(117 m)的频率谱(谱估计的自由度为 10)

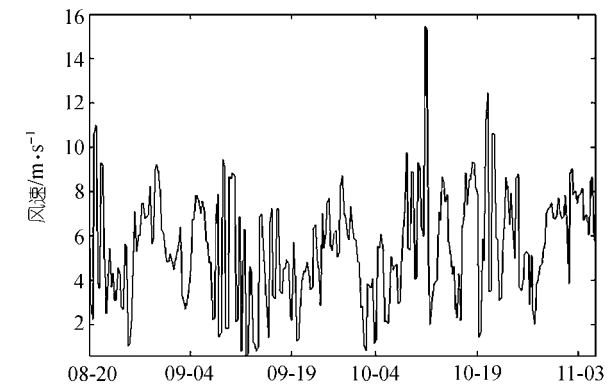


图 3 NCAR/NCEP 的风场

我们还可以通过对旋转谱的研究说明惯性振荡的能量是从海表传播到海底的. Gonella^[17]和 Kevin 和 Sanford^[18]详细说明了旋转谱的计算方法和物理意义. 在此, 我们只做简单介绍. 我们把水平流速写成复数形式, 即 $u + iv$, 其中 u 为流速的东分量, v 为流速的北分量. 对垂向复速度序列 $u(z) + iv(z)$ 做傅立叶变换(z 轴取向向下为正), 波数 m 对应的傅立叶系数为

$$u_m + iv_m = \frac{1}{d} \int_0^d (u + iv) e^{-imz} dz, \tag{7}$$

其中 d 为观测资料的水深. 根据波数 m 的正负, 把傅立叶系数改写为

$$u_m + iv_m = u_+ e^{imz} + u_- e^{-imz}, \tag{8}$$

其中波数 m 仅为正数, u_+ 和 u_- 是复数. u_- 是流速的逆时针旋转部分, u_+ 是流速的顺时针旋转部分. 顺时针和逆时针流速对应的谱分别为

$$C_m = \frac{1}{2} \langle u_-^* u_- \rangle, \quad (9)$$

$$A_m = \frac{1}{2} \langle u_+^* u_+ \rangle,$$

其中 C_m 是顺时针旋转谱, A_m 是逆时针旋转谱, 尖括号代表系综平均, 星号表示共扼. 众所周知, 内波的能量(群速度)的传播方向和波数的方向相反. 当波数方向向上(m 为负)时, 内波的能量向下传; 反之, 当波数方向向下(m 为正)时, 内波的能量上传. 如果我们令 $D_m = C_m - A_m$, 则 D_m 为正时能量向下传播, 能量源在海表; D_m 为负时能量上传, 能量源在海底. 如图 5(a)所示惯性运动下传的能量远大于上传的能量, D_m 为 $33.2 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. 而 M_2 潮(图 5(b))和 K_1 潮(图 5(c))的能量源在海底, 它们对应的 D_m 分别为 -2.4 和 $-36.8 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. 因此我们可以很清楚地看到只有惯性运动的能量是从海表向海底传播的.

我们根据由风场引起的水平流速各模态能量的变化, 研究风输送的能量对海洋水平大尺度波动各模

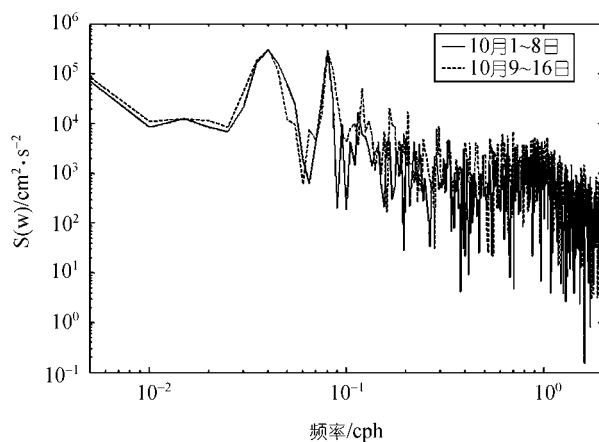


图 4 10 月 9 日风场增强, 在其前后各 8 天的流场功率谱比较(谱估计的自由度为 2)

态能量变化的贡献. 首先从第 n 时刻和第 k 层潜标水平流速资料中滤除相应的局部平均值和潮流(图 2), 并记为 $\hat{u}_k^n$. 这里我们没有滤去惯性频率的流动,

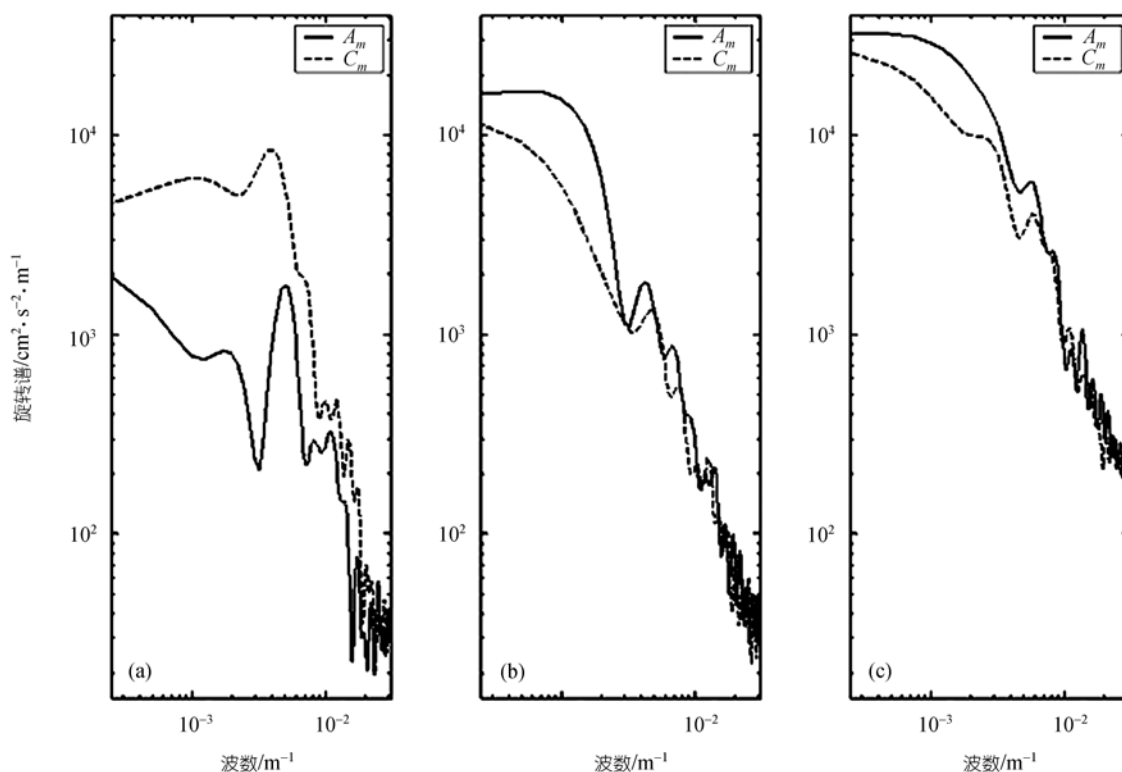


图 5 惯性运动(a)、 M_2 潮(b)和 K_1 潮(c)的旋转谱(旋转谱的自由度为 2000)

因为一般认为惯性频率的内波与风的作用有很大的关系^[5, 19]. 为了与风场资料配合, 我们对 $\hat{\mathbf{u}}_k^n$ 作每 6 h 加权平均, 并记为 $\mathbf{u}_{n,k}^*$. 下面我们把第 n 时刻和第 k 层的水平流速 $\mathbf{u}_{n,k}^*$ 作模态分解为

$$\mathbf{u}_{n,k}^* = \mathbf{u}_{bt}^n + \mathbf{u}_{bc}^{n,k}, \quad (10)$$

其中, $\mathbf{u}_{bt}^n$ 和 $\mathbf{u}_{bc}^{n,k}$ 分别为正压流和斜压流. 另一方面, 由逐月平均的温盐资料^[16]可确定观测点处 Brunt-Väisälä 频率的垂向分布(图 1(a)), 再根据内波动力学方程, 我们可以得到前四个斜压模态 $\mathbf{u}_m^{n,k}$ ($m=1,2,3,4$) 的数值解^[20,21]. 下面, 以 2000 年 9 月 3 日 23 时 00 分流速观测为例, 以图 1(b)和(c)中的实线表示由水平观测资料提取的斜压水平流速 U 和 V 分量, 虚线表示由数值方法计算得到的前四个模态拟合的斜压水平流速 U 和 V 分量. 从图中可以看出, 斜压水平流速前四个斜压模态能较好地逼近整个斜压水平流速. 由于我们滤去了局部平均值和潮流, 所以正压流 $\mathbf{u}_{bt}^n$ 、斜压流 $\mathbf{u}_{bc}^{n,k}$ 以及前四个斜压模态 $\mathbf{u}_m^{n,k}$ ($m=1,2,3,4$) 的能量变化可以认为主要是由风的强迫作用而引起的. 设 $\mathbf{U}_n$ 代表 $\mathbf{u}_{br}^n$, $\mathbf{u}_{bc}^{n,k}$ 和 $\mathbf{u}_m^{n,k}$ 中的任意流速, 并设

$$\Delta E^n = |\mathbf{U}_{n+1}|^2 - |\mathbf{U}_n|^2, \quad (11)$$

$n=1 \cdots 273$, 分别正比于相应的正压流、斜压流和斜压模态流动的动能变化. 我们认为每 6 h 平均后得到的 301 个点中, 不满足(6)式的点由于某些原因不能正确地反映流场异常的能量在风场异常的作用下的变化, 因此在以下的统计中我们取满足不等式条件(6)的 273 个点作为样本总体. 由于斜压流速是深度的函数, 为了便于分析, 我们对斜压动能进行垂向平均, 以便估计风对海洋输送的能量对各斜压模态能量变化的贡献.

下面结合观测资料分析风输送到海洋的能量对海洋各模态的贡献. 首先讨论正压模态和斜压模态能量分配情况. 图 6 是输入到海洋中的能量分配到正压流和斜压流中的比值(正压流/斜压流)的柱状统计图(样本总体为 273), 其中的黑实线为 $N(0.0242,$

0.3947)分布的密度函数曲线. 表 2 为相应的 χ^2 检验计算表. 因为 $\chi_\alpha^2(k-r-1) = \chi_{0.01}^2(5) = 15.086 > 7.8646$ (其中 $k=8$ 为互不相容的区间的个数, $r=2$ 为正态分布中被估计的参数个数, $k-r-1$ 即 χ^2 检验的自由度, $\alpha=0.01$ 为显著水平), 所以在显著水平 0.01 下接受斜压与正压流的能量变化的比例为 $N(0.0242, 0.3947)$ 分布的假设. 从图 6 中也可以看出在风对海洋输入能量的同时, 正压流和斜压流之间也会发生非线性的相互作用, 使得正压流和斜压流之间有能量交换, 因此存在正压流和斜压流能量增减相反的情况(图 6 中正压流和斜压流能量变化比例为负的部分). 另一方面, 从图 7 中可以看出, 第一模态的能量变化在斜压流总的能量变化中所占的比例服从 $N(0.2628, 0.1872)$, 第二模态的能量变化服从 $N(0.1979, 0.1504)$, 第三模态服从 $N(0.1331, 0.1633)$, 而第四模态的能量变化服从 $N(0.0650, 0.1540)$ (样本总体均为 273). 上述正态分布的显著水平为 0.01 的 χ^2 检验计算表列在附录 A 中. 由正态总体的区间估计可以看出斜压模态能量变化在总斜压模态能量变化中的比例是随模态数的增加而减少的. 以第一、第二模态为例, 它们均值差的置信度为 0.95 的置信区间为 (0.0469, 0.0829), 因为它的

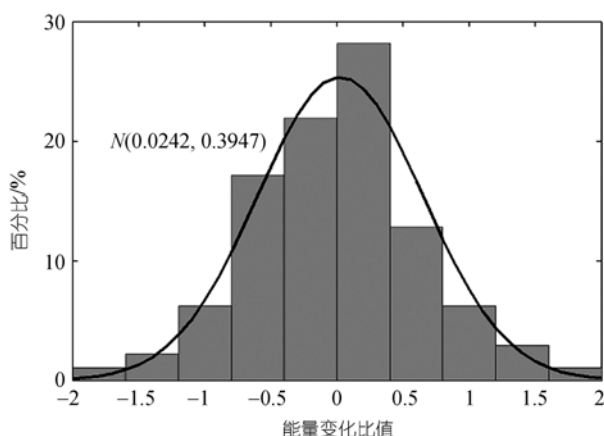


图 6 正压流与斜压流由风引起的能量变化之比值的柱状统计图(样本总体为 273)

横轴表示正压流与斜压流能量变化的比值(正压流/斜压流); 纵轴是频率. 黑实线是 $N(0.0242, 0.3947)$ 的概率密度函数曲线

表 2 由风引起的正压与斜压流的能量变化比例服从正态分布的 χ^2 检验计算表^{a)}

A_i	f_i	p_i	N_{p_i}	$f_i - N_{p_i}$	$(f_i - N_{p_i})^2 / N_{p_i}$
(-2, -1.6]	3	0.0042	1.1544	2.1653	0.6860
(-1.6, -1.2]	6	0.0208	5.6803		
(-1.2, -0.8]	17	0.0691	18.8657		
(-0.8, -0.4]	47	0.1550	42.3123		
(-0.4, -0]	60	0.2349	64.1195	-4.1195	0.2647
(0, 0.4]	77	0.2405	65.6565	11.3435	1.9598
(0.4, 0.8]	35	0.1664	45.4327	-10.4327	2.3956
(0.8, 1.2]	17	0.0778	21.2413	4.2413	0.8496
(1.2, 1.6]	8	0.0246	6.7071	2.8635	1.0077
(1.6, 2]	3	0.0052	1.4295		
SUM	273	0.9985	272.5991		

a) 其中 A_i 为统计区间, f_i 为落在相应区间中的样本个数, p_i 为 $N(0.0242, 0.3947)$ 在对应区间的概率, $N=273$ 为样本总数

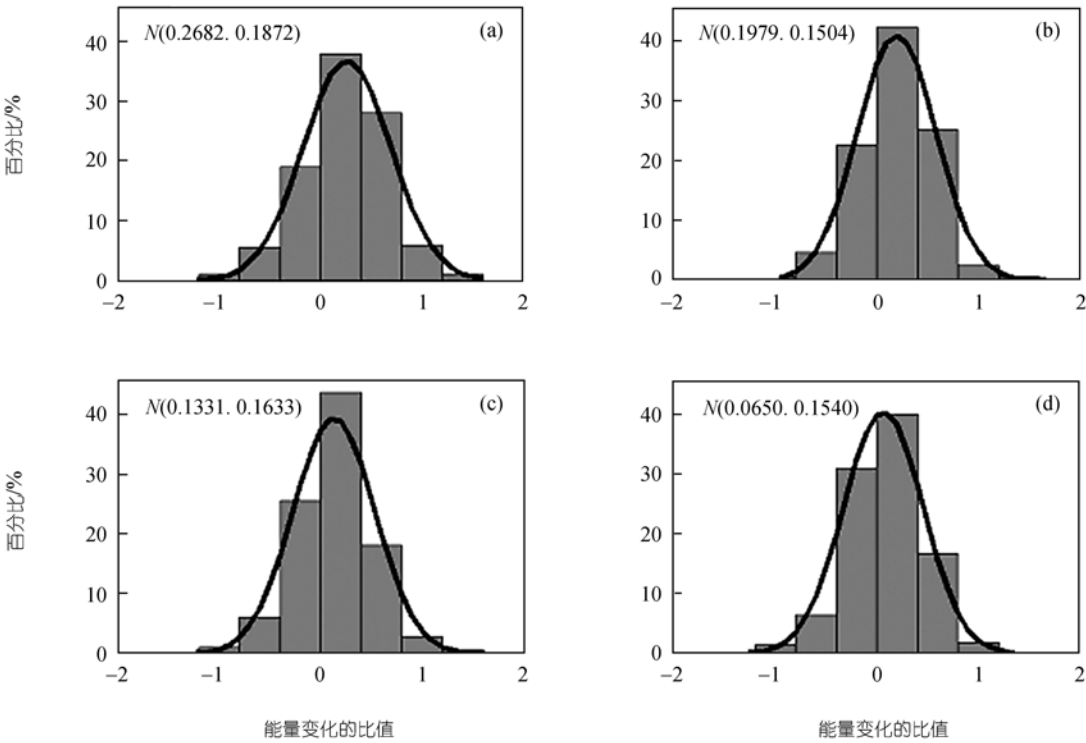


图 7 由风引起的前四个斜压模态能量变化在总的斜压流能量变化中所占比例的柱状统计图(样本总体为 273)
图中黑实线为相应的正态分布的概率密度函数曲线. 其中(a)为第一模态, (b)为第二模态, (c)为第三模态, (d)为第四模态

下限大于零, 所以认为第一斜压模态的均值显著大于第二模态的均值, 既第一斜压模态的能量变化在总的斜压模态能量变化中占的比例显著大于第二模态所占的比例. 这说明在统计意义下, 第一斜压模态将从风输送到斜压模态的总能量中摄取较多的能量,

其余模态得到的能量依次减少, 但高阶模态在风对海洋的能量输送中是不能忽略的. 另外我们还可以看到各斜压模态之间由于存在着非线性的相互作用, 这使得某些斜压模态之间的能量可以相互转换.

3 结论

风对海洋上混合层的能量输运,诱发出混合层内不同时空尺度的运动,它们之间的非线性相互作用、运动的辐聚和辐散以及与温跃层之间的相互作用是上层海洋内波产生的主要动力机制,同时也是上层海洋混合的主要机械能源.本文通过分析南海潜标水平流速资料,首先讨论了风场在一个连续的宽频带范围内向海洋上混合层输送能量,特别指出,风的低频异常对流的低频异常的作用是输送能量的“最有效”途径.其次,由混合层的水平流场频谱和混合层以下的水平流场频谱的比较,我们发现海洋上混合层的能量主要是通过近惯性振荡向混合层以下传播,其它频率运动的能量在混合层以下急剧下降.最后,我们根据正压流能量和斜压流能量、各斜压模态能量和斜压流总能量之比的柱状统计图,确定了它们之间满足一定的正态分布,并给出了具体分布的参数估计.上述结果对进一步深入探索上层海洋中风致内波机理、内波破碎和内波混合机制、以及海洋环流模式的参数化问题等都具有一定的科学意义.

致谢 感谢李立、袁耀初、赵进平和徐建平研究员的合作与支持.

参 考 文 献

- Wunsch C. The work done by the wind on the oceanic general circulation. *J Phys Oceanogr*, 1998, 28: 2332~2340 [\[DOI\]](#)
- Watanabe M, Hibiya T. Global estimates of the wind-induced energy flux to inertial motions in the surface mixed layer. *Geophys Res Lett*, 2002, 29(80): 1~4
- Graham N E, Diaz H F. Evidence for Intensification of North Pacific Winter Cyclones since 1948. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 2001, 82: 1869~1893 [\[DOI\]](#)
- Alford M H. Internal Swell: Distribution and Redistribution of Internal-Wave Energy, Near-Boundary Processes and Their Parameterization: Proc. 'Aha Huliko'a Hawaiian Winter Workshop. In: Müller P, et al. eds. Hawaii Institute of Geophysics, 2003. 29~39
- Pollard R T. On the generation by winds of inertial waves in the ocean. *Deep Sea Res*, 1970, 17: 795~812
- Pollard R T, Millard R C Jr. Comparison between observed and simulated wind-generated inertial oscillations. *Deep Sea Res*, 1970, 17: 813~821
- D'Asaro E A. Wind forced internal waves in the North Pacific and Sargasso Sea. *J Phys Oceanogr*, 1984, 14: 781~794 [\[DOI\]](#)
- Gardner W D. Optics, particles, stratification, and storms on the New England continental shelf. *J Geophys Res*, 2001, 106: 9473~9498 [\[DOI\]](#)
- Hristov T S, Miller S D, Friehe C A. Dynamical coupling of wind and ocean waves through wave-induced air flow. *Nature*, 2003, 422: 55~58 [\[DOI\]](#)
- D'Asaro E A, Eriksen C C, Levin M D, et al. Upper-ocean inertial currents forced by a strong storm, Part I: Data and comparisons with linear theory. *J Phys Oceanogr*, 1995, 25: 2909~2936 [\[DOI\]](#)
- Alford M, Gregg M. Near-inertial mixing: Modulation of shear, strain and microstructure at low latitude. *J Geophys Res*, 2001, 106(C8): 16947~16968 [\[DOI\]](#)
- D'Asaro E A. Upper-Ocean Inertial Currents Forced by a Strong Storm. Part III: Interaction of Inertial Currents and Mesoscale Eddies. *J Phys Oceanogr*, 1995, 25: 2953~2958 [\[DOI\]](#)
- Zervakis V, Levine M D. Near-Inertial Energy Propagation from the Mixed Layer: Theoretical Considerations. *J Phys Oceanogr*, 1995, 25: 2872~2889 [\[DOI\]](#)
- Hibiya T, Nagasawa M, Niwa Y. Model predicted distribution of internal wave energy for diapycnal mixing processes in the deep waters of the North Pacific, Dynamics of Oceanic Internal Gravity Waves: Proc. 'Aha Huliko'a Hawaiian Winter Workshop, Müller P, and Henderson D, eds. Hawaii Institute of Geophysics, 1999. 205~215
- D'Asaro E A. The energy flux from the wind to Near-inertial motions in the surface mixed layer. *J Phys Oceanogr*, 1985, 15: 1043~1059 [\[DOI\]](#)
- Conkright M E, Levitus S, O'Brien T, et al. World Ocean Database 1998, Documentation and Quality Control Version 2.0, NOAA National Oceanographic Data Center Internal Report 14, NOAA NODC/Ocean Climate Laboratory, MD: Silver Spring, 1999
- Gonella J. A rotary-component method for analyzing meteorological and oceanographic vector time series. *Deep Sea Res*, 1972, 19: 833~846
- Kevin D, Sanford T B. Vertical energy propagation of inertial waves: A vector spectral analysis of velocity profiles. *J Phys Oceanogr*, 1975, 80: 1975~1978
- Price J F. Internal wave wake of a moving storm Part I: Scales, energy budget and observations. *J Phys Oceanogr*, 1983, 13: 949~965 [\[DOI\]](#)
- Gill A E. *Atmosphere-Ocean Dynamics*. INC: Academic Press, 1982
- MacKinnon J A, Gregg M C. Shear and Baroclinic Energy Flux on

the Summer New England Shelf. J Phys Oceanogr, 2003, 33:

1462~1475 [\[DOI\]](#)

附录 A

表 A1 第一斜压模态能量变化占总的斜压模态能量变化比例服从正态分布的 χ^2 检验计算表

$$\chi^2_{\alpha}(k-r-1) = \chi^2_{0.01}(2) = 9.210 > 4.660$$

A_i	f_i	p_i	N_{p_i}	$f_i - N_{p_i}$	$(f_i - N_{p_i})^2 / N_{p_i}$
(-2, -1.6]	1	8×10^{-6}	0.002	2.865	0.479
(-1.6, -1.2]	1	4×10^{-4}	0.096		
(-1.2, -0.8]	3	0.007	1.816		
(-0.8, -0.4]	15	0.056	15.221		
(-0.4, -0]	52	0.209	57.068	-5.068	0.450
(0, 0.4]	104	0.353	96.276	7.724	0.620
(0.4, 0.8]	77	0.268	73.268	3.732	0.190
(0.8, 1.2]	16	0.092	25.118	-9.243	2.921
(1.2, 1.6]	3	1×10^{-2}	3.860		
(1.6, 2]	1	1×10^{-3}	0.264		
SUM	273	1	272.990		4.660

表 A2 第二斜压模态能量变化占总的斜压模态能量变化比例服从正态分布的 χ^2 检验计算表

$$\chi^2_{\alpha}(k-r-1) = \chi^2_{0.01}(2) = 9.210 > 4.4921$$

A_i	f_i	p_i	N_{p_i}	$f_i - N_{p_i}$	$(f_i - N_{p_i})^2 / N_{p_i}$
(-2, -1.6]	0	1.76×10^{-6}	0.0005	0.1976	0.0023
(-1.6, -1.2]	2	1.54×10^{-4}	0.0421		
(-1.2, -0.8]	2	0.0049	1.3318		
(-0.8, -0.4]	13	0.0565	15.4280		
(-0.4, -0]	62	0.2434	66.4346	-4.4346	0.2960
(0, 0.4]	116	0.3940	107.5565	8.4435	0.6628
(0.4, 0.8]	69	0.2409	65.7602	3.2398	0.1596
(0.8, 1.2]	7	0.0554	15.1146	-7.4462	3.3713
(1.2, 1.6]	2	0.0047	1.2911		
(1.6, 2]	0	1.48×10^{-3}	0.0404		
SUM	273	1	272.9999		4.4921

表 A3 第三斜压模态能量变化占总的斜压模态能量变化比例服从正态分布的 χ^2 检验计算表

$$\chi^2_{\alpha}(k-r-1) = \chi^2_{0.01}(3) = 11.345 > 7.6404$$

A_i	f_i	p_i	N_{p_i}	$f_i - N_{p_i}$	$(f_i - N_{p_i})^2 / N_{p_i}$
(-2, -1.6]	0	8.94E-06	0.0024	2.1399	1.6011
(-1.6, -1.2]	2	0.0005	0.1302		
(-1.2, -0.8]	3	0.0100	2.7274		
(-0.8, -0.4]	17	0.0831	22.6844	-5.6844	1.4244
(-0.4, -0]	70	0.2774	75.7274	-5.7247	0.4328
(0, 0.4]	120	0.3746	102.2522	17.7479	3.0805
(0.4, 0.8]	50	0.2050	55.9759	-5.9759	0.6380
(0.8, 1.2]	8	0.0453	12.3702	-2.5018	0.4636
(1.2, 1.6]	2	0.0040	1.0934		
(1.6, 2]	1	0.0001	0.0382		
SUM	273	1.0000	272.9991		7.6404

表 A4 第四斜压模态能量变化占总的斜压模态能量变化比例服从正态分布的 χ^2 检验计算表

$$\chi^2_{\alpha}(k-r-1) = \chi^2_{0.01}(3) = 11.345 > 7.7414$$

A_i	f_i	p_i	N_{p_i}	$f_i - N_{p_i}$	$(f_i - N_{p_i})^2 / N_{p_i}$
(-2, -1.6]	1	1.1×10^{-5}	0.0030	3.2439	2.8016
(-1.6, -1.2]	2	0.0006	0.1699		
(-1.2, -0.8]	4	0.0131	3.5831		
(-0.8, -0.4]	18	0.1043	28.4684		
(-0.4, -0]	85	0.3162	86.3199	-10.4684	3.8495
(0, 0.4)	110	0.3691	86.3199	-1.3199	0.0202
(0.4, 0.8)	46	0.1661	100.7670	9.2330	0.8460
(0.8, 1.2)	5	0.0286	45.3480	0.6520	0.0094
(1.2, 1.6)	1	0.0019	7.8160	-1.3382	0.2148
(1.6, 2)	1	4.55×10^{-5}	0.5098		
SUM	273	1	0.0124		
			272.9976		7.7414