

单站浮标测流资料的谱分析*

赵保仁

(中国科学院海洋研究所)

海流谱分析是近十年来引进的新方法,它从海水运动的内部结构——谐波组成来阐明海流速度的时空变化特性,因而这种方法在分析流场的运动学和动力学特性以及流场之间的相互关系等方面颇有成效。在国外,海流谱分析方法已经广泛应用于研究风生流^[6],内波^[7],惯性运动^[1,4,9],中尺度涡^[8]以及沿岸上升流^[11]等方面。随着浮标测流技术在我国普遍推广,适用于长期连续测流资料的谱分析方法将得到日益广泛的应用。

海流是一矢量,相对标量而言,矢量谱的计算要比标量谱复杂一些。另外,由于科氏力的影响,海洋中的流动现象大都具有旋转性质。因此,在对海流时间系列作谱分析时,为了阐明海流运动的旋转性质,引入与海流的旋转特性相联系的旋转谱(rotary spectrum),要比单纯采用两个正交方向上的谱,如东分量谱和北分量谱更为恰当。利用旋转谱,一方面可以消除定位方向不准所产生的误差;另一方面,常常可以使海流的谱结构显得更加简洁,从而简化海流的动力学分析手续^[3]。

二维矢量的旋转谱分析方法在海流资料分析中的应用,较早可见于 Perkins^[9] 和 Gonnella^[6] 的论文。尔后, Moores^[8] 系统地阐明了二维矢量谱的分析方法。Calman^[2,3] 把这一方法推广到三维情况,并把旋转谱推广到经验本征谱(Empirical eigenmode spectra);此外,他还阐明了谱分析方法在海流动力学分析中的若干应用。

一九七九年四月下旬,我们用测流浮标在青岛近海取得了持续四天的流速时间系列(采样间隔为十分钟或十五分钟),本文即试图采用二维矢量的旋转谱分析方法来处理这些观测数据,并由此得到该区海流的某些运动学特征。

一、方法介绍

我们首先阐明二维矢量谱分析的一般方法,其次阐明二维海流矢量的旋转性质及其与谱之间的关系。

1. 二维矢量谱

任何一个二维矢量都可以表示成:

$$W(t) = u(t) + iv(t), \quad (1)$$

其中, $u(t)$, $v(t)$ 为正交分量,这里为东分量和北分量, $i = \sqrt{-1}$ 是虚数。

* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第 657 号。参加浮标测流工作的有吕良洪、熊庆成、李文渭、孙寿昌、丁宗信、赵保仁等同志。本文承毛汉礼、管秉贤、甘子钧和方国洪等同志热情指导并提出宝贵意见;在编制计算程序中得到范顺庭同志的帮助,一并致谢。

收稿日期: 1980 年 6 月 8 日。

设有两个流速时间系列 $w_j(t)$ 和 $w_k(t)$, 其互相关函数定义为:

$$R_{w_j w_k}(\tau) = \overline{w_j^*(t) w_k(t + \tau)}, \quad (2)$$

其中, $j, k = 1, 2, -\infty < \tau < \infty$, “*”表示共轭运算, 横线表示总体平均运算。

将(1)代入(2)得:

$$R_{w_j w_k}(\tau) = [R_{u_j u_k}(\tau) + R_{v_j v_k}(\tau) + i[R_{u_j v_k}(\tau) - R_{v_j u_k}(\tau)]]. \quad (3)$$

对(3)式两边取福氏变换, 得矢量时间系列的互谱密度函数为:

$$S_{w_j w_k}(f) = [S_{u_j u_k}(f) + S_{v_j v_k}(f) + i[S_{u_j v_k}(f) - S_{v_j u_k}(f)]], \quad (4)$$

式中 f 为频率, 定义域为 $(-\infty, +\infty)$ 。

因为 $S_{w_j w_k}(f)$, $S_{u_j u_k}(f)$ 等在正负频率上均有取值, 我们称之为双边谱。在实际计算中, 对式(4)中的每一项习惯上是用物理上可实现的单边谱表示。我们可以用相应的单边谱表示双边谱 $S_{w_j w_k}(f)$ 如下:

$$\begin{aligned} S_{w_j w_k}(f) = & \frac{1}{2} [(C_{u_j u_k} + C_{v_j v_k}) + (Q_{u_j v_k} - Q_{v_j u_k})] + \\ & + \frac{i}{2} [-(Q_{u_j u_k} + Q_{v_j v_k}) + (C_{u_j v_k} - C_{v_j u_k})]. \end{aligned} \quad (5)$$

$(-\infty < f < \infty)$

式中 C, Q 分别表示相应下标的同相谱和正交谱。当 $j = k$ 时, 得矢量 w_j 的双边自谱密度即旋转谱的表达式:

$$\begin{aligned} S_{w_j w_k}(f) = & \frac{1}{2} [C_{u_j u_j} + C_{v_j v_j} + 2Q_{u_j v_j}] \\ = & \frac{1}{2} [G_{u_j u_j} + G_{v_j v_j} + 2Q_{u_j v_j}], \end{aligned} \quad (6)$$

$(-\infty < f < \infty)$

其中 $G_{u_j u_j}$, $G_{v_j v_j}$ 分别是 u_j , v_j 的自谱。特别需要指出的是: 当 $f < 0$ 时, 式(6)表示顺时针方向的旋转谱, 由互谱的对称关系知, $Q_{u_j v_j}$ 前应冠负号; 当 $f > 0$ 时, 表示反时针方向的旋转谱, $Q_{u_j v_j}$ 前冠正号。由于旋转谱表征谐振的圆周运动, 因此谱值不受坐标旋转的影响。为书写方便, 在只与一个矢量有关的谱分析中, 我们将略去下标 j (或 k), 并将 $S_{w_j w_j}$, $G_{u_j u_j}$, $G_{v_j v_j}$ 等记成 S_w , G_u , G_v 。于是旋转谱的表达式为:

$$\begin{aligned} S_w(-s) = S_w^- \\ = & \frac{1}{2} [G_u(s) + G_v(s) - 2Q_{uv}(s)], \quad (\text{当 } f \leq 0 \text{ 时}) \\ S_w(+s) = S_w^+ \\ = & \frac{1}{2} [G_u(s) + G_v(s) + 2Q_{uv}(s)], \quad (\text{当 } f \geq 0 \text{ 时}) \end{aligned} \quad (7)$$

这里 s 的定义域为 $[0, \infty]$ 。

公式(5)和(7)的单边自谱及单边互谱, 我们可以从相关函数的福氏变换求得, 也可

以由快速福氏变换直接求得。本文使用快速富里哀变换法,即 FFT 法。

对两个矢量系列 $W_1(t)$, $W_2(t)$, 依定义双边谱凝聚函数可写成:

$$r_{12}(f) = \frac{|S_{W_1 W_2}|^2}{S_{W_1} \cdot S_{W_2}}, \quad (-\infty < f < \infty, 0 \leq r_{12}^2(f) \leq 1) \quad (8)$$

相应的相角函数为

$$\tan[\theta_{12}(f)] = -\frac{\text{Im}(S_{W_1 W_2})}{\text{Re}(S_{W_1 W_2})} \quad (-\infty < f < \infty) \quad (9)$$

式中 Im, Re 分别表示双边互谱的虚部和实部。双边凝聚也称旋转凝聚,其绝对值不受坐标旋转的影响。

2. 流速矢量的旋转性

至此,我们已将流速矢量的时间系列分解成在正负频率上均有取值的旋转谱。由于每一个谱分量代表一个圆运动,因此,绝对值相同但符号相反的频率的谐振运动,其合成结果一般为一谐振椭圆。特殊情况下,当 $S_W(-s) = S_W(s)$, 即相反旋转的圆运动半径相等时,合成结果为一直线上的往复运动;而当 $S_W(-s) = 0$ (或 $S_W(s) = 0$) 时,为反(或顺)时针的圆周运动,这时我们称这种运动为纯旋转的。对于每一谐振椭圆,不难用旋转谱给出与每一个谐波有关的椭圆要素及其它不变量。按 Gonella^[6] 的提法,其中最重要的是下列四项,下面将用海流矢量谱给出计算这些量的表达式。

(1) 平均动能 G_E

谐波在顺时针方向旋转的平均动能和逆时针方向的平均动能之和为整个谐波的平均动能,即

$$G_E = S_W(s) + S_W(-s) = G_u + G_v. \quad (10)$$

(2) 旋转系数 C_r

与谐振椭圆的面积成正比的量 $S_W(-s) - S_W(s)$ 和平均动能之比值,称旋转系数。为了说明旋转的极性,我们规定沿顺时针方向旋转的谐振椭圆的面积为正,反时针方向旋转的面积为负。于是依定义 C_r 可表示为

$$C_r = -2Q_{uv}/(G_u + G_v). \quad (11)$$

(3) 椭圆的方向 θ

定义椭圆的长轴方向为椭圆方向(θ),其量值由下式给出:

$$\tan 2\theta = 2C_{uv}/(G_u - G_v). \quad (12)$$

(4) 椭圆的稳定度 E

E 表示椭圆方向的稳定程度,如稳定度很小,则表明这一谐波的流场是接近各向同性的。

从椭圆的焦点方程可以推得计算 E 的表达式:

$$E^2 = \frac{(G_u + G_v)^2 - 4(G_u G_v - C_{uv}^2)}{(G_u + G_v)^2 - 4Q_{uv}^2}. \quad (13)$$

如果需要,还可以给出其它不变量的表达式,如椭圆的面积、长短轴的量值等等。

二、资料分析结果

试验海区水深为 32 米,浮标悬挂三台印刷海流计,观测层次为 5 米、20 米和底层(离底 4 米)。观测自 4 月 21 日 10 时 40 分开始,9 月 25 日 9 时 40 分结束。其中 5 米层印刷海流计的采样时间间隔为 15 分钟,其它两层为 10 分钟。5 米层海流计中途发生故障停测,仅取得 136 个测流数据,不足一天半。20 米层和底层海流计工作正常,各取得 571 个数据。对所得资料,我们进行余流分析和谱分析。

1. 余流分析

为了获取余流时间系列,我们对测流资料作周日滑动平滑运算,所得结果作为平滑期间中间时刻的余流值。这样,我们就得到了采样间隔为 10 分钟(或 15 分钟)的余流时间系列。据此,再作平均运算得每小时平均的余流系列。在有关海流、潮汐观测资料的分析研究中,为了从实测流速中消去全日潮、半日潮及其它高频分量,已设计有多种滤波算子(参见文献 [5]),但对于短期观测,通常仅限于简单地取 24 小时(周日)平均。对于周期为 12.4 小时的主要太阴半日分潮(M_2)来说,这个滤波算子的性能是不能令人满意的。事实上,对于 M_2 分潮较大的海区,采用同样简单的 24 小时 50 分(一太阴日)的平滑滤波算子,效果将会好得多。为比较起见,我们试算了两种平滑运算方案,第 I 方案取平滑周期为 24 小时,第 II 方案为 24 小时 50 分钟(当采样间隔是 15 分钟时则为 24 小时 45 分)。图 1 给出用这两种方案计算得到的 20 米层的余流变化曲线。由图 1 可见,在 24 小时周日平均运算所得余流中,仍有相当可观的半日潮振动,而在 24 小时 50 分钟的平滑运算的余流中,半日潮振动已大为减弱。例如,方案 I 的余流东分量最大值达 8.6 厘米/秒,余流系列中剩余半日潮之最大变幅达 5.6 厘米/秒;方案 II 的余流东分量最大值达 6.5 厘米/秒,余流系列中剩余半日潮振动的最大变幅不超过 2.6 厘米/秒。对北分量,方案 I 算得的最大余流为 4.8 厘米/秒,剩余半日潮振动的变幅达 2.5 厘米/秒;而方案 II 的最大余流为 4.4 厘米/秒,剩余半日潮振动的变幅不超过 1.6 厘米/秒。底层余流也有类似的情况。由上可见,计算余流时,方案 II 要比方案 I 好得多。因此,我们认为,就半日潮为主的海区而言,为了从短期观测资料中求得较准确的余流,常规测量中应以 25 小时观测及 25 小时平滑运算为宜。以下所涉及的余流,均指方案 II 意义下的余流值。

为了把分离出来的余流同风速比较,图 1 还给出附近岸台——小麦岛海洋站所测的每小时风速风向值。表 1 给出试验期间各观测层次的最大余流和平均余流。图 2 是各层

表 1 各观测层次的平均余流和最大余流

	5 米		20 米		底 层	
	平 均	最 大	平 均	最 大	平 均	最 大
流 速 (厘米/秒)	5.5	9.4	3.0	6.9	1.8	4.2
流 向 (度)	52	31	56	71	21	16

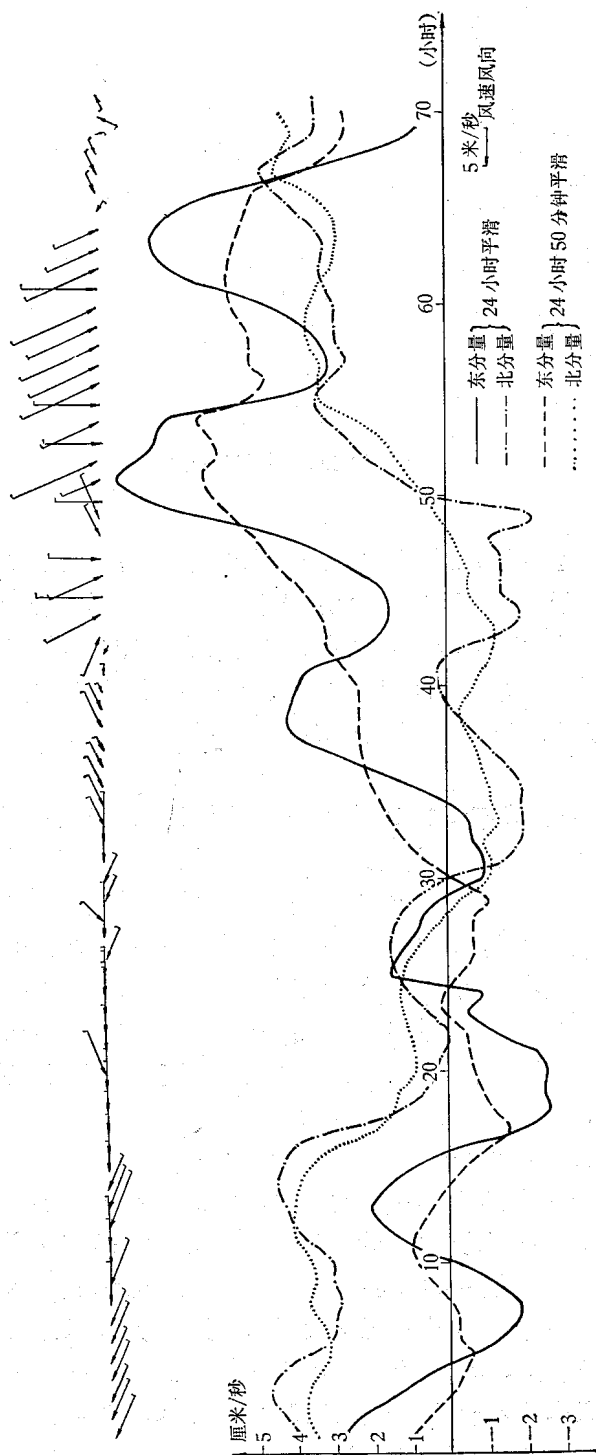


图 1 20 米层余流变化曲线及风矢量

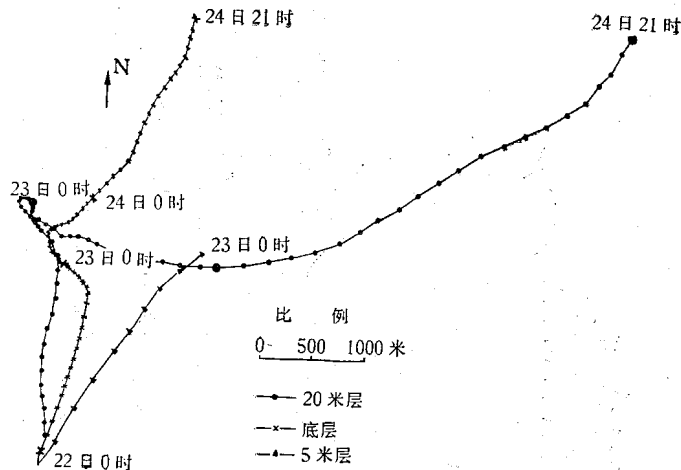


图2 余流的前进矢量图

余流的前进矢量图,由这些图表我们可以看出,本海区的余流有如下特点: 1) 余流量值很小,一般只有每秒若干厘米,不超过实测最大流速的 $1/10$ 。2) 观测期间的流向大体为北—东北方向; 20 米层至底层,流速逐渐减小,方向逐渐向左偏转,似乎具有底层梯度流的性质。3) 前进矢量图(图 2) 表明,余流随风速的加大而增大; 当风作反时针方向旋转时,余流亦作反时针方向的旋转,反应极灵敏。

2. 谱估计

由于 5 米层资料短缺,我们仅对 20 米层和底层的流速进行上节所述的谱分析。

用 FFT 法算谱时,通常取样本总数 $N = 10^3$,我们计算时取 $N = 512$ 。与取样间隔相应的折叠频率为 3 周/小时(在本文所给出的图表中只绘出 0.0117—1 周/小时的有关值)。为了提高频率分辨率,我们取周期图的平滑区间为 3 个频率单元(当 $N = 512$ 时),这样可以得到 85 个谱估计点,相应的频率分辨率为 0.03516 周/小时。分析中我们除计算了 20 米层和底层的东分量谱和北分量谱外,还按第二节中给出的公式分别计算了旋转谱、总谱(即平均动能)、旋转系数、椭圆方向及稳定度。最后还计算了 20 米层和底层流速之间的旋转凝聚。

(1) 正交分量(东、北分量)谱

众所周知,试验海区的流动以潮汐振动为主。图 3,4 为 20 米层及底层东分量谱及北分量谱 (G_e),图 5,6 为 20 米层及底层的旋转谱 (G_{w-}, G_{w+}) 和总谱 (G_E)。这些图有一些共同特点。首先,它们是多峰的,主峰周期为半日潮振动,其它诸峰对应的周期则各有差异。其次,绝大部分能量都集中在周期大于 2.5 小时的低频段,其中半日潮振动所占的能量占总能量的 80% 以上。第三,高频段谱呈锯齿形变化,但起伏很小,通常不到半日振动的千分之一。频谱中这种能量分配关系同本海区的潮汐性质是一致的。此外,值得注意的是,这些波谱曲线还揭示了浅水分潮能量分布的某些特点,从而为进一步提高潮流分析和推算的精度提供依据。以下的讨论都针对能量比较显著的低频段。

从图 3,4 可以看出,在 20 米层的东分量谱中能量最显著的前三个峰值对应周期为

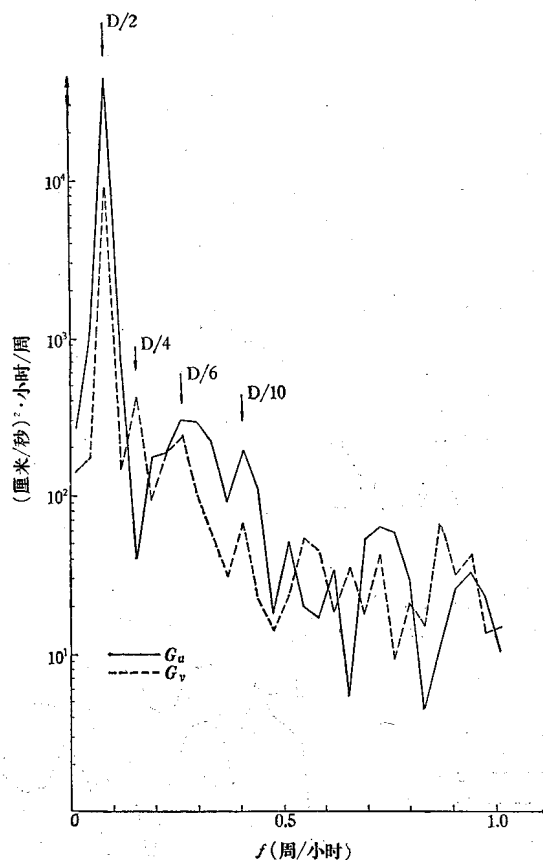


图3 20米层正交分量谱

12.2, 3.9, 2.5 小时, 它们大体上分别同半日潮、1/6 日分潮和 1/10 日分潮相当。此外, 应当指出, 在这里 1/4 日分潮所占的能量却出乎意外地小。

20 米层北分量各谐波的能量大都较东分量小, 各谐波之间的能量分配关系也不同于东分量。这里, 谱曲线中能量显著的头三个峰值相应的周期为 12.2, 6.6, 3.9 小时, 大体同半日潮、1/4 日分潮和 1/6 日分潮的周期相当。此处明显的特征是 1/4 日分潮的能量仅次于半日潮分量。

底层东分量谱的头三个显著峰值周期依次为 12.2, 3.9, 2.5 小时, 大体同半日潮、1/6 日分潮和 1/10 日分潮的周期相应。

从总能量谱来看(图 5, 6), 低频段的头二个峰值周期, 在 20 米层和底层都是相同的, 分别是 12.2 和 3.9 小时。而第三个峰值周期, 于 20 米层为 2.5 小时, 底层为 2.75 小时, 彼此也较接近。不过底层周期为 2.75 小时的谐波能量已大为减弱。

还需指出, 试验期间正值月赤纬较小的时期, 故谱中全日分潮的能量很小。然而, 值得注意的是, 在底层周期约为 $\frac{1}{3}$ 日的谐波却具有较大的能量。就总谱而言, 此种谐波具有的能量仅次于周期为 1/2 日的谐波。由于我们的资料系列较短, 分析中无法在主峰(半

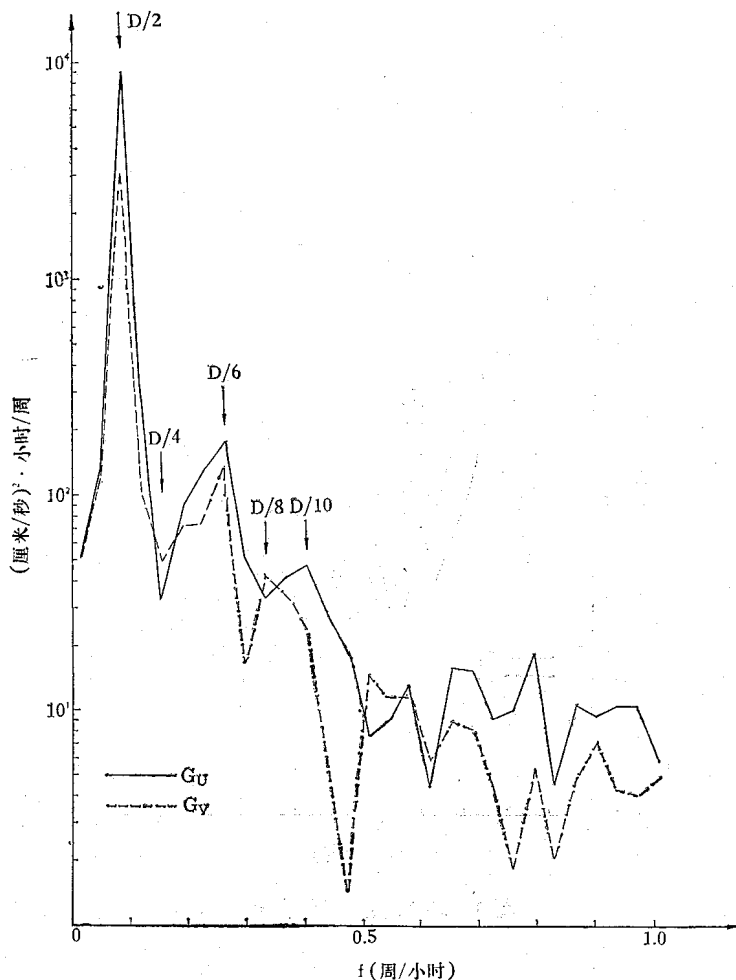


图4 底层正交分量谱

日分潮)两侧将周期为全日和 $\frac{1}{3}$ 日的谐波分离出来;也就是说,在此主峰两侧有较明显的能量泄漏。为考查这种泄漏效应,我们采用与实测序列长度相等的 M_2 分潮谐波序列,计算了 M_2 分潮的谐波对全日和 $\frac{1}{3}$ 日周期的泄漏影响。结果发现, M_2 分潮对低频方向的能量泄漏远大于高频方向。因此,可以说,在我们的底层实测序列的谱分析中,周期为 $\frac{1}{3}$ 日的谐波之所以具有较大的能量,并非单纯由分析误差所致,而在很大程度上可能是由流场本身的性质所决定的。

从潮流分析和预报的角度来看,通常只考虑浅水分潮 M_4 的影响。但是,我们的谱分析结果表明,在本海区的浅水分潮中, $\frac{1}{6}$ 日分潮明显地具有较大的能量。就谐波总能量而言,此处以 $\frac{1}{6}$ 日分潮为最大。另外, $\frac{1}{8}$ 日分潮和 $\frac{1}{10}$ 日分潮也具有较大的能量,有时它

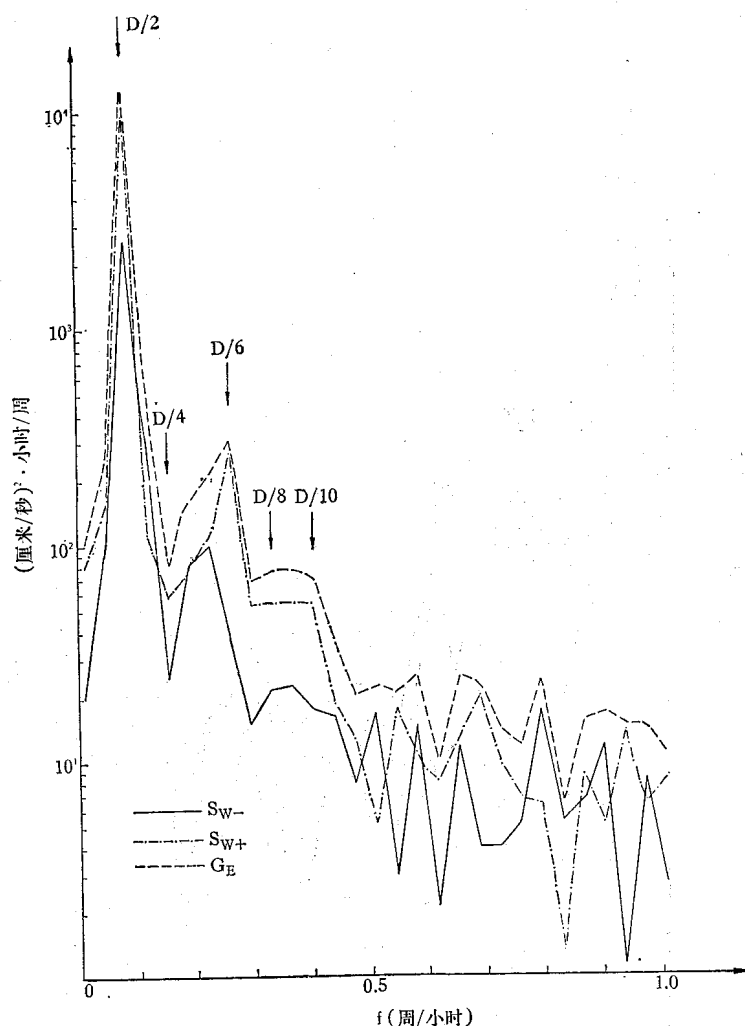


图5 20米层旋转谱和总动能谱

们的影响甚至会超过 $\frac{1}{4}$ 日分潮。因此,为了提高本海区的潮流预报精度,上述几个浅水分潮似乎是不可忽略的。应该指出,由于观测序列较短,这一结论仅是初步的。至于我国幅员广大的浅水海区,浅水分潮的能量究竟集中在那一频带,我们得到的这些结果是否具有普遍意义等问题,则更值得进一步通过观测来验证。

(2) 旋转谱

从图5,6看出,旋转谱的能量分布大体上同总谱相似。表2给出周期大于2小时的谐波的旋转谱值及有关参量。由表2可见,对于周期大于2小时的低频段,反时针方向的旋转谱几乎都大于顺时针方向的旋转谱,旋转系数绝大多数为负值;多数谐波的旋转系数都比较小,这说明谐振椭圆都是比较扁平的;主要谐振椭圆的方向为ENE向。这些结论同本区的潮流调和分析结果是一致的。从稳定度来看,周期为半日的谐波的稳定度最大,

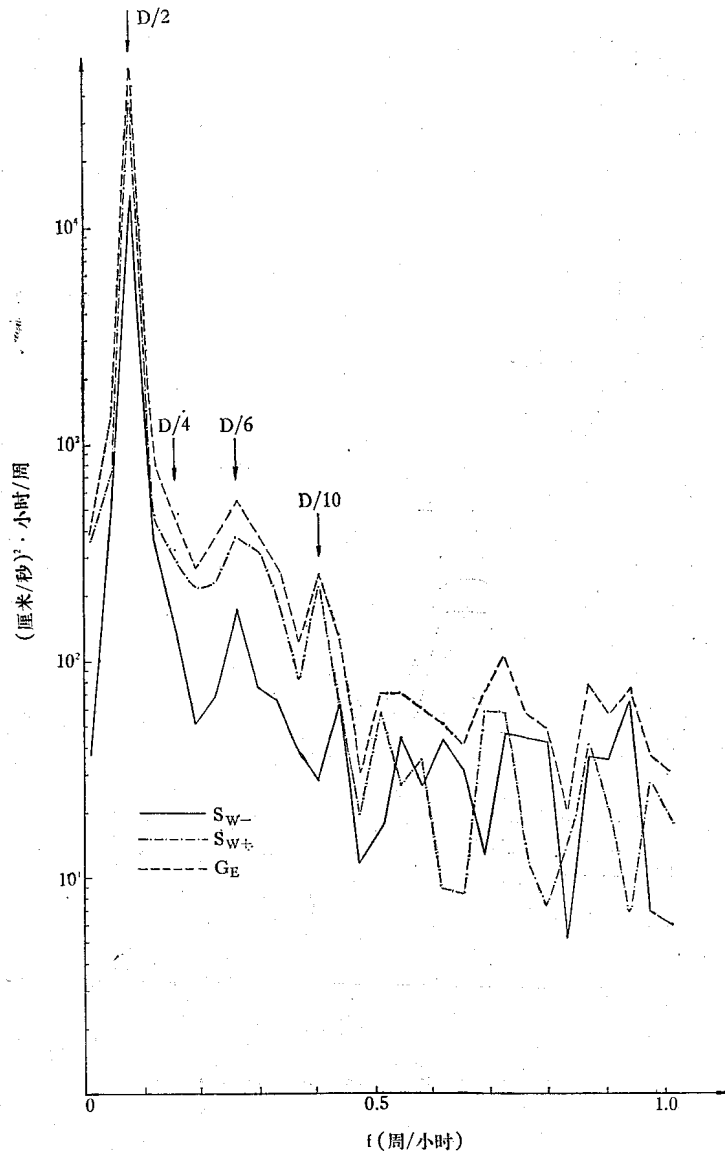


图6 底层旋转谱和总动能谱

即半日潮的椭圆主轴方向最为稳定,这也与实际情况相符。底层的旋转特性大体上同20米层相似,只有 $\frac{1}{3}$ 日分潮和周期为5.3小时的谐波是按顺时针方向旋转的。主要谐振椭圆的方向偏在20米层的左方,且大都为东北向。

图7为20米层和底层流速矢量的旋转凝聚函数,图7a为凝聚值,图7b为相角。由图可见,在低频段,上下两层流速矢量之间的凝聚函数值是相当大的,这说明,引起20米层和底层流速矢量变动的动力因子在低频段是相同的。此外还可以看出,反时针方向的凝聚函数值较大于顺时针方向的凝聚函数值。

我们还对余流时间系列估算了余流谱及余流的凝聚函数,如图8,9所示。由图可以

表 2

周期 (小时)	20 米 层					底 层				
	顺时针谱	反时针谱	旋 转 系 数 C ,	方 向 θ (度)	稳 定 度 E	顺时针谱	反时针谱	旋 转 系 数 C ,	方 向 θ (度)	稳 定 度 E
	$\left[\frac{\text{厘米}}{\text{秒}}\right]^2 \cdot \text{小时}$ 周	$\left[\frac{\text{厘米}}{\text{秒}}\right]^2 \cdot \text{小时}$ 周				$\left[\frac{\text{厘米}}{\text{秒}}\right]^2 \cdot \text{小时}$ 周	$\left[\frac{\text{厘米}}{\text{秒}}\right]^2 \cdot \text{小时}$ 周			
85.3	40.17	368.21	-0.803	13	0.549	22.13	79.29	-0.564	-44	0.956
21.3	584.87	750.00	-0.124	14	0.831	106.13	148.55	-0.167	41	0.539
12.2	14219.53	39078.09	-0.466	21	0.991	2539.12	9581.29	-0.581	26	0.969
8.5	389.37	454.13	-0.077	22	0.912	285.00	112.95	0.432	28	0.919
6.6	150.21	297.57	-0.329	3	0.879	23.67	57.78	-0.419	35	0.624
5.3	51.11	217.28	-0.619	-6	0.388	82.42	57.67	0.043	35	0.314
4.5	69.21	249.31	-0.624	45	0.874	100.32	105.25	-0.024	36	0.890
3.9	172.24	375.23	-0.371	35	0.462	35.96	275.79	-0.769	38	0.787
3.4	76.27	324.11	-0.619	-19	0.806	14.93	52.69	-0.558	-15	0.701
3.0	66.01	204.32	-0.512	-14	0.780	21.57	54.44	-0.433	-35	0.382
2.8	37.98	83.38	-0.374	-21	0.731	22.46	54.74	-0.418	-33	0.257
2.5	28.43	227.88	-0.778	-12	0.826	17.47	52.99	-0.504	30	0.794
2.3	63.97	63.44	0.004	5	0.664	16.16	18.56	-0.069	11	0.634
2.1	11.56	19.86	-0.264	29	0.196	7.81	12.56	-0.233	-2	0.881

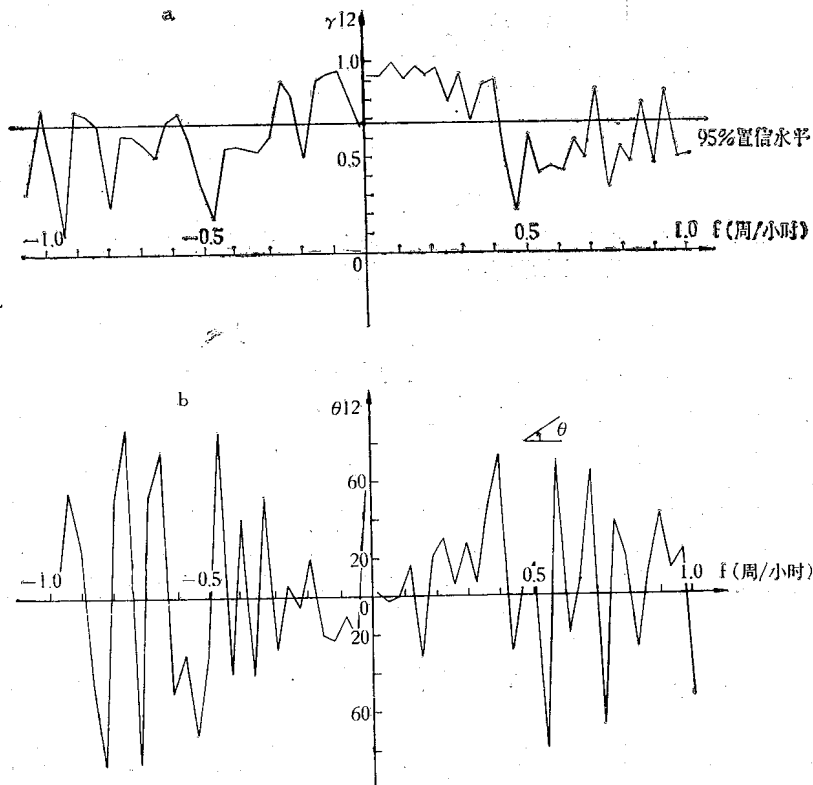


图 7 流速矢量的旋转凝聚函数

a. 凝聚值; b. 相角值

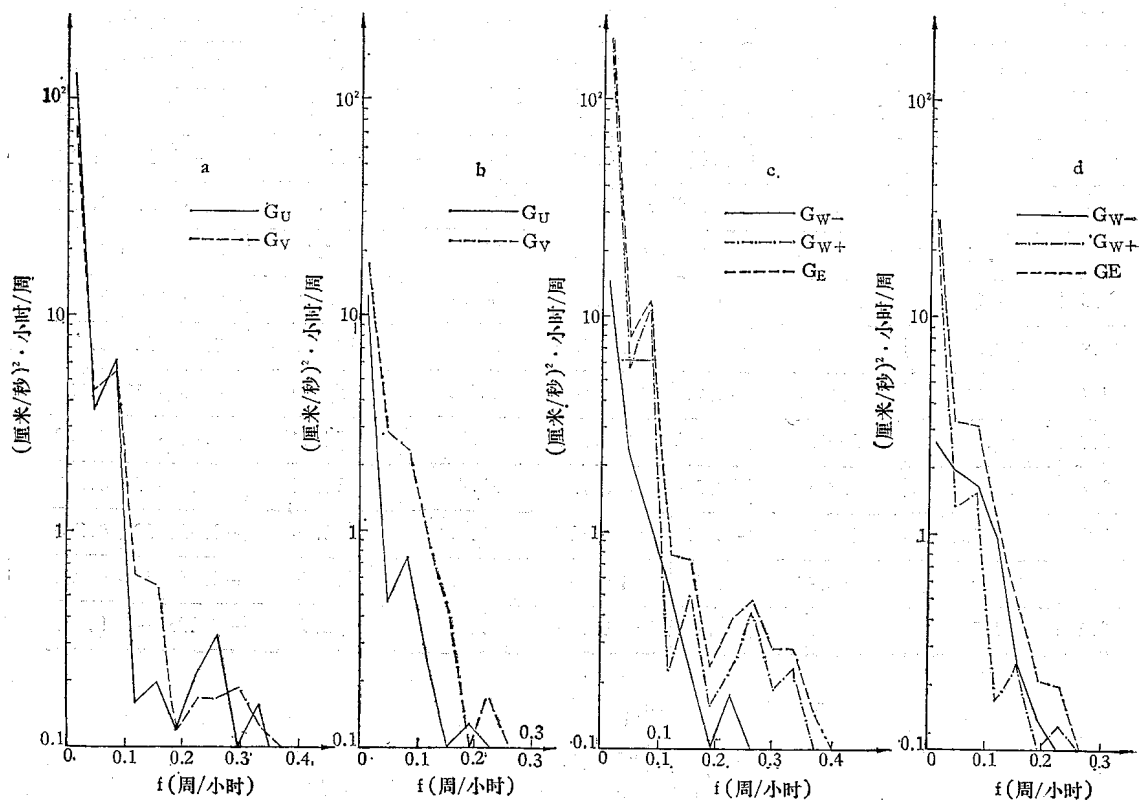


图8 余流谱

a. 20 米层余流正交分量谱; b. 底层余流正交分量谱; c. 20 米层余流旋转谱及总动能谱; d. 底层余流旋转谱及总动能谱

看出: 1) 余流谱的量值很小, 总谱的最大值仅为 $204 \text{ [厘米/秒]}^2 \text{ 小时/周}$ 。随着频率的增加, 余流能谱衰减很快。2) 最低频率的余流能量最大, 这表明要摸清余流的变化规律, 必须进行更长时间的观测。3) 最低频率的谐波呈反时针方向旋转, 且旋转系数的绝对值最大。考虑到余流和风按反时针方向旋转的特性 (图 1, 2), 可以认为, 余流的低频谐波作反时针方向的旋转是由风引起的。在最低频, 反时针方向的凝聚函数值达 0.95, 明显大于顺时针方向的凝聚函数值 (0.17)。这一事实表明, 风对余流的影响可直达底层。

三、结 论

1. 就半日潮为主的海区而言, 在短期海流数据观测分析中, 采用 25 小时平滑运算较 24 小时平滑运算所得的余流更为可靠。

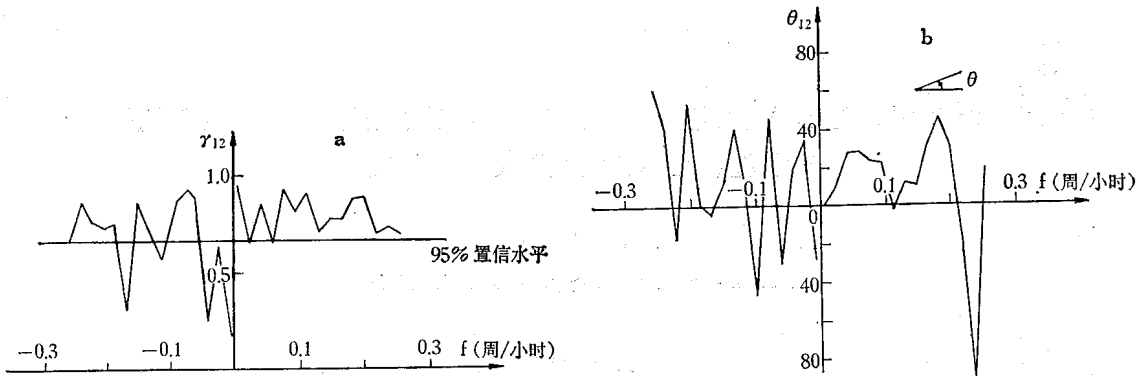


图9 余流矢量的旋转凝聚函数

a. 凝聚值; b. 相角值

2. 本海区的余流量值较小,但对风的反应却非常灵敏,风对余流的影响可直达底层。

3. 从流速资料的谱分析结果来看,在浅水分潮中, $\frac{1}{6}$ 日分潮能量最大; $\frac{1}{8}$ 日、 $\frac{1}{10}$ 日分潮等具有较大的能量;底层 $\frac{1}{3}$ 日分潮也可能具有较大的能量。这些分潮的能量有时甚至超过 $\frac{1}{4}$ 日分潮,但在目前一般采用的潮流分析和推算中,常常忽略它们的作用。就本海区而言,这些分潮的影响似乎不能忽略。这也启示我们,在我国广阔的浅水海区,这些分潮的量值究竟有多大,它们对潮流预报的精度影响如何,是值得进一步探索的一个重要课题。

参 考 文 献

- [1] Blackford, B. L., 1978. Wind-driven inertial currents in the Magdalen Shallows. *J. Phys. Oceanogr.* 8(4): 653—664.
- [2] Calman, J., 1978. On the interpretation of ocean current spectra, Part I: The kinematics of three-dimensional vector time series. *J. Phys. Oceanogr.* 8(4): 627—643.
- [3] ———, 1978. On the interpretation of ocean current spectra Part II: Testing dynamical hypotheses. *J. Phys. Oceanogr.* 8(4): 644—652.
- [4] Daddio, E., Wm. J. Wiseman, Jr., and S. P. Murray, 1978. Inertial currents over the inner shelf near 30°N. *J. Phys. Oceanogr.* 8(4): 728—733.
- [5] Godin, G., 1972. *The Analysis of Tides*. University Toronto Press, 264 pp.
- [6] Gonella, J., 1972. A Rotary-component method for analysing meteorological and oceanographic vector time series. *Deep-Sea Res.* 19(12): 833—846.
- [7] Leaman, K. D. and T. B. Sanford, 1975. Vertical energy propagation of inertial waves: A vector spectral analysis of velocity profiles. *J. Geophys. Res.* 80(15): 1975—1978.
- [8] Mooers, C. N. K., 1973. A technique for the cross spectrum analysis of Pairs of complex-valued time series, with emphasis on properties of polarized components and rotational invariants. *Deep-Sea Res.* 20(12): 1129—1141.
- [9] Perkins, H., 1972. Inertial oscillations in the mediterranean. *Deep-Sea Res.* 19(4): 289—296.
- [10] Richman, J. G., C. Wunsch and N. G. Hogg, 1977. Space and time scales of mesoscale motion in the Western North Atlantic. *Reviews of Geophys. and Space Physics* 15(4): 385—420.
- [11] Smith, R. L., 1974. A description of current, wind and sea level variations during coastal upwelling off the Oregon Coast, July—August 1972. *J. Geophys. Res.* 79(3): 435—443.

SPECTRAL ANALYSIS OF CURRENT DATA OBSERVED WITH A MOORING BUOY*

Zhao Baoren

(*Institute of Oceanology, Academia Sinica*)

ABSTRACT

In this paper the methods of spectral analysis for current vector time series are introduced briefly, and applying the FFT method, the spectra of u , v components and rotary spectra are calculated for current vector time series observed by a mooring buoy in the shallow water off coast of Qingdao. In this analysis the time series of residual currents are given by 25-hour-running average method. It is shown that the residual currents respond to winds quickly from surface to bottom in the observed region, furthermore, the $1/6$, $1/8$, $1/10$, c.p.d constituents of the shallow water tide currents are significant besides the $1/2$ and 1 c.p.d ones.

*Contribution No. 657 from the Institute of Oceanology, Academia Sinica.