

文章编号: 1671-0576(2022)01-0042-06

# 风驱海面 and 舰船尾迹轨道速度场的快速重建方法

李宇鑫<sup>1</sup>, 刘 鹏<sup>1</sup>, 顾丹丹<sup>2</sup>

(1. 复旦大学电磁波信息科学教育部重点实验室, 上海 200433;  
2. 电磁散射重点实验室, 上海 200438)

**摘 要:** 针对在大范围海域下基于最小二乘方法的风驱海面 and 舰船尾迹轨道速度场重建方法重建速度慢的问题, 提出了基于傅里叶级数和快速傅里叶变换的快速重建方法。从理论上对快速傅里叶变换和最小二乘法两种方法的计算复杂度进行了分析, 并通过对风驱动态海面和舰船尾迹的轨道速度场重建, 验证了基于快速傅里叶变换重建方法的准确性和快速性。

**关键词:** 风驱海面; 舰船尾迹; 轨道速度场; 快速傅里叶变换

**中图分类号:** O353.2; TP391.9

**文献标志码:** A

**DOI:** 10.3969/j.issn.1671-0576.2022.01.008

## Fast Reconstruction for Orbital Velocity Field of Wind-driven Sea Surface and Ship Wake

LI Yuxin<sup>1</sup>, LIU Peng<sup>1</sup>, GU Dandan<sup>2</sup>

(1. Key Laboratory for Information Science of Electromagnetic Waves (MoE), Fudan University, Shanghai 200433, China; 2. Science and Technology on Electromagnetic Scattering Laboratory, Shanghai 200438, China)

**Abstract:** The reconstruction for orbital velocity field (OVF) of wind-driven sea surface and ship wake is time consuming by using the least square quadratic (LSQ) method, especially for large-scale sea surface. A fast reconstruction method based on Fourier series and fast Fourier transform (FFT) is proposed. The computational complexities of the LSQ method and the proposed method are analyzed theoretically. The accuracy and rapidity of the proposed method are verified through the reconstruction for OVF of wind-driven sea surface and ship wake.

**Key words:** wind-driven sea surface; ship wake; orbital velocity field; fast Fourier transform

## 0 引言

合成孔径雷达 (synthetic aperture radar, SAR) 可对大范围海面进行远距离、全天候的观测,具有无可替代的优势,在海洋遥感领域得到了广泛的应用。在高分辨 SAR 图像中,舰船及其产生的尾迹非常明显,利用 SAR 图像实现舰船探测和定位越来越受到重视。但是海面的多变性和复杂性影响了舰船检测,尤其在海况等级高时,海面粗糙度增加,极大地增加了舰船的误检率<sup>[1-2]</sup>。而尾迹相比于舰船尺度更大,利用尾迹可更准确地估计舰船的实际位置、航速和航向,对于小船或海况等级高时的舰船检测也具有独特的优势<sup>[3-4]</sup>。

海面的波高场和流体微元 (亦称水质点) 的轨道速度场对 SAR 成像至关重要<sup>[5]</sup>。目前常采用流体动力学计算软件获取海面波高场和轨道速度场数据。FUJIMURA 等<sup>[6]</sup> 基于 FLUENT 软件建立了二维和三维的尾迹模型。WANG 等<sup>[7]</sup> 采用 OpenFOAM 软件得到了舰船尾迹的波高和轨道速度。文献<sup>[8]</sup> 提出了基于最小二乘 (least square quadratic, LSQ) 方法的舰船尾迹和海面轨道速度场重建方法,该方法解决了 SAR 成像仿真中轨道速度场建模的关键问题。然而,LSQ 方法求解线性方程组时的矩阵运算导致重建速度慢,且计算复杂度为  $O(N^6)$  量级。本文通过傅里叶 (Fourier) 分析,利用快速傅里叶变换 (FFT) 实现海面轨道速度场的快速重建,实现计算复杂度为  $O(N^4)$  量级的轨道速度场重建。

本文首先根据线性波理论得到波高场 (wave height field, WHF) 和轨道速度场 (orbital velocity field, OVF) 的理论计算公式;然后利用流体动力学计算软件得到波高场,基于 FFT 实现波高场和轨道速度场的重建,并从理论上分析重建的计算复杂度;在数值结果部分,根据海谱模型和线性波理论,分别计算风驱海面的波高场和轨道速度场;最后验证风驱海面和舰船尾迹的轨道速度场重建的正确性和快速性,并分析 FFT 方法存在的问题。

## 1 海谱模型

风驱海面的几何建模一般基于海谱模型。为

了在风驱海面条件下验证基于 FFT 重建方法的正确性,首先基于海谱模型得到风驱海面的轨道速度场。海浪方向谱描述了海浪内部能量相对于频率和方向的分布。将海浪方向谱函数记为  $S(\omega, \theta)$ , 其一般可表示为海浪频谱函数  $S(\omega)$  和方向分布函数  $G(\omega, \theta)$  的乘积,具体表达式为

$$S(\omega, \theta) = S(\omega)G(\omega, \theta) \quad (1)$$

式中:  $\omega$  是海浪的角频率;  $\theta$  是传播方位角。

本文采用经典的 P-M 谱和波浪立体观测计划 (stereo wave observation project, SWOP) 得到的方向分布函数进行海浪方向谱建模。

Pierson 和 Moskowitz 于 1964 年对北大西洋充分成长状态下的风浪记录数据进行谱估计,将得到的 54 个谱依风速分成 5 组,并将各组谱进行了平均,得到 P-M 谱函数<sup>[9-10]</sup>

$$S_{PM}(\omega) = \frac{\alpha g^2}{\omega^5} \exp\left[-\beta\left(\frac{g}{U\omega}\right)^4\right] \quad (2)$$

式中:  $\alpha = 0.0081$  是无因次常数;  $g$  是重力加速度;  $\beta = 0.74$  是经验常系数;  $U$  是距海平面 19.5 m 高处的风速。P-M 谱是以风速为参量的充分成长状态的海浪频谱。相比于其他海浪谱, P-M 谱数据基础较好,准确性更高,而且更符合傅里叶谱的定义,因此被广泛应用。

SWOP 得到的方向分布函数<sup>[11]</sup>

$$G(\omega, \theta) = (1 + p \cos 2\theta + q \cos 4\theta) / \pi \quad (3)$$

其中

$$\begin{cases} p = 0.50 + 0.82 \exp[-(\omega/\omega_m)^4/2] \\ q = 0.32 \exp[-(\omega/\omega_m)^4/2] \end{cases} \quad (4)$$

式中:  $\omega_m = 8.565/U$  为谱峰频率。

## 2 波高场和轨道速度场的数值计算

### 2.1 线性波理论

动态海面不仅存在波高场,还存在流体微元的轨道速度场。海面长波的传播与水体水质点的轨道运动如图 1 所示。海面长波以相速  $\bar{V}_p$  向右传播,下一时刻传播至虚线位置。在一定深度范围内,长波只有波形在向前传播,水体中的水质点,包括海面的漂浮物、毛细波等,并未随波形向前运动,而是围绕其静态平衡位置以速度  $\bar{V}_{orb}$  作圆形 (浅海为椭圆形) 的轨道运动,并且轨道半径以指数形式随水深迅速减小。水质点沿轨道运动

一周,海水就发生一次升降,并使波形向前传播。

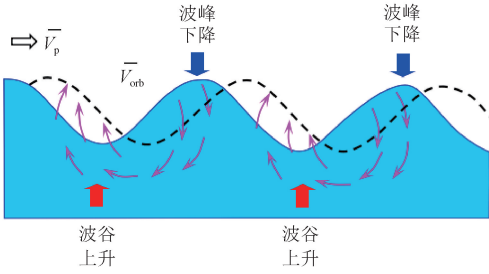


图 1 海面长波的传播与水体水质点的轨道运动

设所在海面的面积为  $L_x \times L_y$ , 其中  $L_x, L_y$  分别是海面的宽度和长度。将其数值离散为  $N_x \times N_y$  个网格节点, 其中  $N_x, N_y$  分别为  $x$  方向和  $y$  方向上的节点总数。在无限水深的假设条件下, 单一频率、单位振幅平面前进波的波高函数

$$z_{nm}(x, y, t) = \cos(k_n x + k_m y - \omega_{nm} t + \psi_{nm}) \quad (5)$$

式中:  $x, y$  是海面上网格节点的位置坐标;  $t$  是时间;  $k_n$  是海浪在  $x$  方向上的第  $n$  个波数;  $k_m$  是海浪在  $y$  方向上的第  $m$  个波数;  $\omega_{nm}$  是单频海浪的第  $n \times m$  个角频率;  $\psi_{nm}$  是初始相位。

结合拉普拉斯方程和边界条件, 得到式(5)中波高所对应的速度势<sup>[12]</sup>

$$\phi_{nm}(x, y, z, t) = g \exp(k_{nm} z) / \omega_{nm} \times \sin(k_n x + k_m y - \omega_{nm} t + \psi_{nm}) \quad (6)$$

其中

$$k_{nm} = \sqrt{k_n^2 + k_m^2} \quad (7)$$

式中:  $z$  是海面波高位置;  $k_{nm}$  是单频海浪的第  $n \times m$  个波数。

对速度势取梯度运算, 得到对应的轨道速度

$$\begin{aligned} \vec{V}_{nm}^{\text{orb}}(x, y, z, t) &= \nabla \phi_{nm}(x, y, z, t) \\ &= (u_{nm}, v_{nm}, w_{nm}) \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$u_{nm} = \omega_{nm} \cos \theta_{nm} \exp(k_{nm} z) \times \cos(k_n x + k_m y - \omega_{nm} t + \psi_{nm}) \quad (9)$$

$$v_{nm} = \omega_{nm} \sin \theta_{nm} \exp(k_{nm} z) \times \cos(k_n x + k_m y - \omega_{nm} t + \psi_{nm}) \quad (10)$$

$$w_{nm} = \omega_{nm} \exp(k_{nm} z) \times \sin(k_n x + k_m y - \omega_{nm} t + \psi_{nm}) \quad (11)$$

式中:  $\nabla$  为梯度运算符;  $u_{nm}, v_{nm}, w_{nm}$  分别为  $x, y, z$  方向上的轨道速度分量;  $\theta_{nm}$  为第  $n \times m$  个传

播方向角。而  $\theta_{nm}$  的计算公式为

$$\theta_{nm} = \tan^{-1}(k_m / k_n) \quad (12)$$

在式(9)~式(11)中, 波数  $k_{nm}$  与角频率  $\omega_{nm}$  之间必须满足深水条件下重力波的弥散关系, 即

$$k_{nm} = \omega_{nm}^2 / g \quad (13)$$

由式(9)~式(11)可知, 由于因子  $\exp(k_{nm} z)$ , 流体微元的轨道速度随着水深的增加而递减。

对于风驱动态海面, 忽略非线性影响, 可将海洋系统视作一系列不同频率、不同初始相位、不同振幅和传播方向的平面前进波的线性叠加。在  $t$  时刻, 风驱海面上任意一点  $(x, y)$  的波高为

$$\begin{aligned} z(x, y, t) &= \sum_{n=1}^{N_x^w} \sum_{m=1}^{N_y^w} z_{nm}(x, y, t) \\ &= \sum_{n=1}^{N_x^w} \sum_{m=1}^{N_y^w} A_{nm} \cos(k_n x + k_m y - \omega_{nm} t + \psi_{nm}) \end{aligned} \quad (14)$$

其中

$$A_{nm} = \sqrt{2S(\omega_{nm}, \theta_{nm}) \Delta \omega \Delta \theta} \quad (15)$$

式中:  $N_x^w, N_y^w$  分别是  $x, y$  方向上的波数个数;  $A_{nm}$  是第  $n \times m$  个单频海浪的幅度;  $\Delta \omega$  是角频率间隔;  $\Delta \theta$  是传播方向角间隔。

同样, 在给定时刻, 风驱海面上流体微元的轨道速度  $\vec{V}_{\text{wave}}^{\text{orb}}$  也由不同频率、不同传播方向的平面前进波的轨道速度线性叠加确定, 其表达式为

$$\vec{V}_{\text{wave}}^{\text{orb}}(x, y, z, t) = \sum_{n=1}^{N_x^w} \sum_{m=1}^{N_y^w} A_{nm} \vec{V}_{nm}^{\text{orb}}(x, y, z, t) \Big|_{z=0} \quad (16)$$

因为雷达波无法穿透海水, 根据式(16)进行计算时, 只需要考虑海水表面的轨道速度, 即设定  $z=0$ 。

## 2.2 风驱海面和舰船尾迹的轨道速度场

对于风驱海面, 波高场和轨道速度场计算式中的幅度  $A_{nm}$  可通过海谱模型求得, 以此可以验证基于 FFT 重建 OVF 结果的正确性。

本文提出了一种基于 FFT 的舰船尾迹轨道速度场重建技术, 即由已获得的静态波高场重建轨道速度场。

风驱海面和舰船尾迹的 OVF 重建公式形式相同, 仅参数取值不同。简洁起见, 只给出风驱海

面的重建公式。

令  $\psi'_{nm} = \omega_{nm}t - \psi_{nm}$ , 结合三角函数公式, 海面的波高表达式可简化为

$$z(x, y, t) = \sum_{n=0}^{N_x} \sum_{m=0}^{N_y} [a_{nm} \cos(k_n x + k_m y) + b_{nm} \sin(k_n x + k_m y)] \quad (17)$$

式中:  $a_{nm} = A_{nm} \cos\psi'_{nm}$ ;  $b_{nm} = A_{nm} \sin\psi'_{nm}$ 。函数  $z(x, y)$  的二维离散傅里叶逆变换公式为

$$z(x, y) = \frac{1}{N_x N_y} \sum_{n=0}^{N_x-1} \sum_{m=0}^{N_y-1} \hat{z}(n, m) \exp\left[j2\pi\left(\frac{nx}{N_x} + \frac{my}{N_y}\right)\right] = \frac{1}{N_x N_y} \sum_{n=0}^{N_x-1} \sum_{m=0}^{N_y-1} \hat{z}(n, m) \left\{ \cos\left[2\pi\left(\frac{nx}{N_x} + \frac{my}{N_y}\right)\right] + j \sin\left[2\pi\left(\frac{nx}{N_x} + \frac{my}{N_y}\right)\right] \right\} \quad (18)$$

式中:  $\hat{z}(n, m)$  为  $z(x, y)$  经二维傅里叶变换得到的结果;  $N_x$ 、 $N_y$  分别为傅里叶变换域  $x$  方向和  $y$  方向的采样点数。

比较式(17)与式(18)可知, 波高场重建公式与二维傅里叶逆变换联系密切。因此通过 FFT 来求解幅度  $A_{nm}$  即可。

实数的 FFT 系数具有共轭对称性。结合此性质, 考虑到重建结果是实数, 可得系数

$$\begin{cases} a_{nm} = 2\text{Re}(\hat{z}(n, m)) \\ b_{nm} = -2\text{Im}(\hat{z}(n, m)) \end{cases} \quad (19)$$

当  $n=0, m=0$  时, 有

$$\begin{cases} a_{00} = \text{Re}(\hat{z}(0, 0)) \\ b_{00} = -\text{Im}(\hat{z}(0, 0)) = 0 \end{cases} \quad (20)$$

由此得到基于 FFT 的波高场重建公式

$$z(x, y) = \sum_{n=0}^{N_x^{\text{half}}-1} \sum_{m=0}^{N_y^{\text{half}}-1} [a_{nm} \cos(k_n x + k_m y) + b_{nm} \sin(k_n x + k_m y)] + \sum_{n=N_x^{\text{half}}}^{N_x-1} \sum_{m=1}^{N_y^{\text{half}}-1} [a_{nm} \cos(k_n x + k_m y) + b_{nm} \sin(k_n x + k_m y)] \quad (21)$$

式中:  $N_x^{\text{half}} = (N_x + 1)/2$ ;  $N_y^{\text{half}} = (N_y + 1)/2$ ;  $k_n = (2\pi n)/L_x$ ;  $k_m = 2\pi m/L_y$ 。同样, 式(9)~式(11)的轨道速度分量可变为

$$u(x, y) = \sum_{n=0}^{N_x^{\text{half}}-1} \sum_{m=0}^{N_y^{\text{half}}-1} \omega_{nm} \cos\theta_{nm} \times [a_{nm} \cos(k_n x + k_m y) + b_{nm} \sin(k_n x + k_m y)] +$$

$$\sum_{n=N_x^{\text{half}}}^{N_x-1} \sum_{m=1}^{N_y^{\text{half}}-1} \omega_{nm} \cos\theta_{nm} [a_{nm} \cos(k_n x + k_m y) + b_{nm} \sin(k_n x + k_m y)] \quad (22)$$

$$v(x, y) = \sum_{n=0}^{N_x^{\text{half}}-1} \sum_{m=0}^{N_y^{\text{half}}-1} \omega_{nm} \sin\theta_{nm} \times [a_{nm} \cos(k_n x + k_m y) + b_{nm} \sin(k_n x + k_m y)] + \sum_{n=N_x^{\text{half}}}^{N_x-1} \sum_{m=1}^{N_y^{\text{half}}-1} \omega_{nm} \sin\theta_{nm} [a_{nm} \cos(k_n x + k_m y) + b_{nm} \sin(k_n x + k_m y)] \quad (23)$$

$$w(x, y) = \sum_{n=0}^{N_x^{\text{half}}-1} \sum_{m=0}^{N_y^{\text{half}}-1} \omega_{nm} [a_{nm} \times \sin(k_n x + k_m y) - b_{nm} \cos(k_n x + k_m y)] + \sum_{n=N_x^{\text{half}}}^{N_x-1} \sum_{m=1}^{N_y^{\text{half}}-1} \omega_{nm} [a_{nm} \sin(k_n x + k_m y) - b_{nm} \cos(k_n x + k_m y)] \quad (24)$$

### 2.3 FFT 与 LSQ 计算复杂度比较

FFT 的计算复杂度主要由式(21)在计算波高累加时存在的循环嵌套决定。FFT 复杂度计算公式为

$$T_1(N_x, N_y) = N_x N_y [N_x^{\text{half}} N_y^{\text{half}} + (N_y^{\text{half}} - 1)(N_x - 1 - N_x^{\text{half}} - 1)] \approx 2N_x N_y N_x^{\text{half}} N_y^{\text{half}} \quad (25)$$

式中:  $N_{xy} = N_x N_y$  是  $x$ - $y$  域的总采样点数。

LSQ 采用线性方程组求解幅度  $A_{nm}$ , 单频波系数矩阵  $\mathbf{X}$  [8] 可表示为

$$\mathbf{X} = (\mathbf{P}^T \mathbf{P}) / (\mathbf{P}^T \mathbf{Y}) \quad (26)$$

其中

$$\mathbf{P} = [\mathbf{Q} \quad \mathbf{R}] \quad (27)$$

式中:  $\mathbf{T}$  是矩阵转置运算符;  $\mathbf{Y}$  是波高矩阵;  $\mathbf{Q}$ 、 $\mathbf{R}$  分别是单位幅度的单频波将相位分离后得到的正弦矩阵和余弦矩阵。而单频波系数矩阵  $\mathbf{X}$ 、波高矩阵  $\mathbf{Y}$  分别为

$$\mathbf{X} = (a_{00}, a_{11}, \dots, a_{N_k N_\theta}, b_{11}, \dots, b_{N_k N_\theta})^T \quad (28)$$

$$\mathbf{Y} = \begin{bmatrix} z(x_1, y_1, t_0) \\ z(x_2, y_2, t_0) \\ \vdots \\ z(x_{N_x}, y_{N_y}, t_0) \end{bmatrix} \quad (29)$$

式中:  $N_k$  和  $N_\theta$  分别是频率数和角度数。正弦矩阵  $\mathbf{Q}$  和余弦矩阵  $\mathbf{R}$  分别为

$$\mathbf{Q} = \begin{bmatrix} 1 & C(k_{11}, \bar{r}_{11}) & \cdots & C(k_{N_k N_\theta}, \bar{r}_{11}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & C(k_{11}, \bar{r}_{ij}) & \cdots & C(k_{N_k N_\theta}, \bar{r}_{ij}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & C(k_{11}, \bar{r}_{N_x N_y}) & \cdots & C(k_{N_k N_\theta}, \bar{r}_{N_x N_y}) \end{bmatrix} \quad (30)$$

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 & S(k_{11}, \bar{r}_{11}) & \cdots & S(k_{N_k N_\theta}, \bar{r}_{11}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & S(k_{11}, \bar{r}_{ij}) & \cdots & S(k_{N_k N_\theta}, \bar{r}_{ij}) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & S(k_{11}, \bar{r}_{N_x N_y}) & \cdots & S(k_{N_k N_\theta}, \bar{r}_{N_x N_y}) \end{bmatrix} \quad (31)$$

其中

$$C(k_{nm}, \bar{r}_{ij}) = \cos k_n (x_i \cos \theta_m + y_j \sin \theta_m) \quad (32)$$

$$S(k_{nm}, \bar{r}_{ij}) = \sin k_n (x_i \cos \theta_m + y_j \sin \theta_m) \quad (33)$$

式中:  $C(k_{nm}, \bar{r}_{ij})$  和  $S(k_{nm}, \bar{r}_{ij})$  分别是  $\mathbf{Q}$  和  $\mathbf{R}$  矩阵元素的表达式, 其中  $\bar{r}_{ij}$  表示第  $(i, j)$  个位置节点。

LSQ 的计算复杂度主要由式 (26) 决定, 可通过矩阵计算得到, 其表达式为

$$T_2(N_x, N_y) = N_{xy}(1 + 2N_{k\theta})^2 + N_{xy}(1 + 2N_{k\theta}) \approx N_{xy}(2N_{k\theta})^2 \quad (34)$$

式中:  $N_{k\theta} = N_k N_\theta$  是频率-角度域总采样点数。

为方便统计, 取  $N_x = N_y = N$ , 当  $151 \leq N < 201$  时, 取  $N_k = 25, N_\theta = 50$ 。得到采用 FFT 和 LSQ 方法进行 OVF 重建的计算复杂度分别为  $N^4/2$  和  $(2.500N)^2$ 。

仿真用计算机内存 4 GB, 采用 Fortran 软件实现不同采样点数场景的 OVF 重建。采用 LSQ 和 FFT 方法的 OVF 重建时间如图 2 所示。可以看到, LSQ 方法重建耗时约为 FFT 方法的 3 倍。因此, 采用 FFT 方法进行 OVF 重建, 可以提高重建速度。

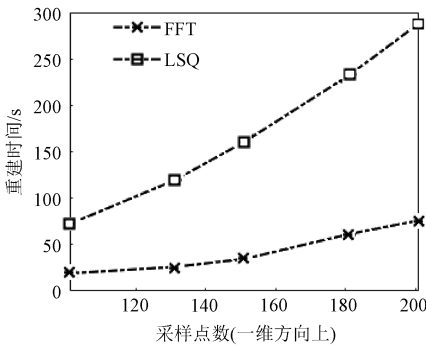
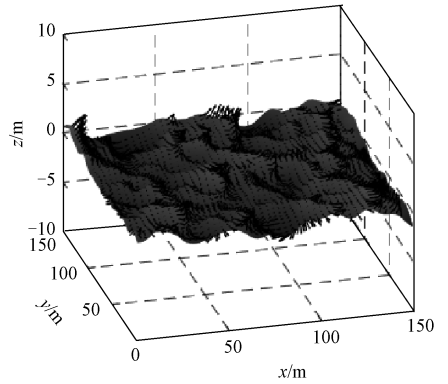


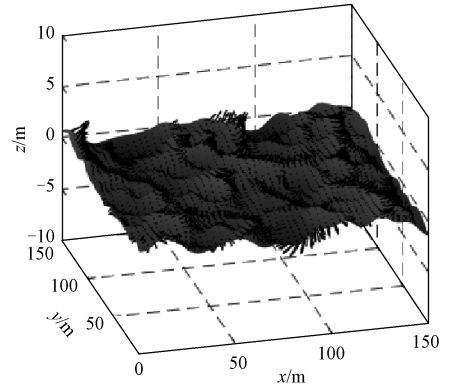
图 2 LSQ 和 FFT 的 OVF 重建时间曲线

### 3 轨道速度场的重建与验证

在海面风速 10 m/s、风向  $0^\circ$  条件下, 基于线性波理论和 FFT 方法进行 OVF 重建, 结果如图 3 所示。海面网格节点处轨道速度矢量的方向和大小用箭头指示。根据经典的线性波理论求得的风驱海面 OVF 如图 3(a) 所示。将风驱海面理论波高输入 FFT 重建程序, 得到的重建 OVF 如图 3(b) 所示。



(a) 基于线性波理论



(b) 基于FFT方法

图 3 风驱海面的轨道速度场

对比图 3(a) 与图 3(b) 中的速度矢量, 并以均方误差来衡量重建结果的准确性。由于边缘的截断效应, 在计算误差时将海面边缘范围缩小一个最短波长。均方误差

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (z_i - z'_i)^2 \quad (35)$$

式中:  $N$  为采样点数;  $z_i$  为真实值;  $z'_i$  为重建值。基于 FFT 重建的风驱海面轨道速度场  $x, y, z$  方向上速度分量的均方误差分别为 0.004 6, 0.038 3, 0.036 8。

柯林斯(Collins)级潜艇模型在水深 6 m 处,以 10 kn(5.144 m/s)的速度运动时的尾迹波高场如图 4 所示。模型艇长 78.245 m,艇宽 13.000 m,排水量 3 324.5 m<sup>3</sup>。

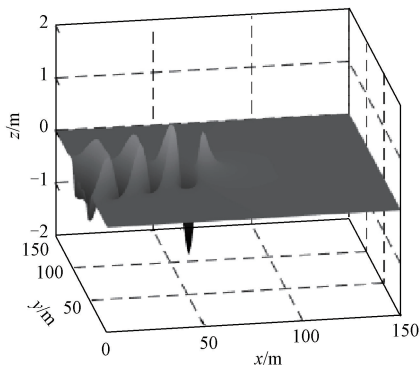


图 4 舰船尾迹的波高场

图 5 是基于 FFT 重建的风驱海面与舰艇尾迹叠加场景下的轨道速度场矢量图。

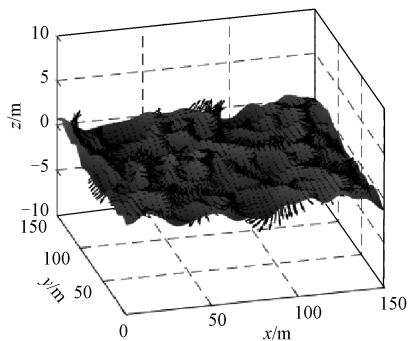


图 5 风驱海面及舰船尾迹的轨道速度场

通过比对图 5 和图 3 可以看出:图 3 中波峰处矢量方向大致沿  $x$  方向,与风向基本一致,即沿波的传播方向,符合轨道速度的定义;图 5 中左边部分由于叠加了沿  $x$  方向前进的目标尾迹,该位置明显可见朝向  $x$  方向的矢量,即与目标前进方向一致,这验证了本文风驱海面及舰船尾迹叠加后轨道速度场重建方法的正确性。

## 4 结论

本文基于线性波理论,采用 FFT 实现了风驱海面及舰船尾迹轨道速度场的快速重建。通过比较海浪谱模型和基于 FFT 重建的轨道速度场仿真结果,验证了基于 FFT 重建方法的正确性。

由于离散傅里叶变换存在频谱泄漏的固有缺陷,基于 FFT 重建的海面轨道速度场模型中,海

面边缘非整周期的截断将引入高频分量,因此误差较大的边缘区域应予以弃用。

## 参考文献

- [1] PICHEL W G, CLEMENT-COLON P, WACKERMAN C C, et al. Ship and wake detection[M]// JACKSON C R, APEL J R. Synthetic Aperture Radar Marine User's Manual. Washington, DC, USA: U. S. Department of Commerce, NOAA/NESDIS, 2004: 277-303.
- [2] MOREIRA A, PRATS-IRAOLA P, YOUNIS M, et al. A tutorial on synthetic aperture radar[J]. IEEE Geoscience and Remote Sensing Magazine, March 2013: 6-43.
- [3] ZILMAN G, ZAPOLSKI A, MAROM M. The speed and beam of a ship from its wake's SAR images[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2004, 42(10): 2335-2343.
- [4] GRAZIANOM D, D'ERRICO M, RUFINO G. Ship heading and velocity analysis by wake detection in SAR images[J]. Acta Astronautica, 2016, 128: 72-82.
- [5] HASSELMANN K, CHAPRON B, AOUF L, et al. The ERS SAR wave mode; a breakthrough in global ocean wave observations[Z]// ERS Missions-20 Years of Observing Earth. [s.l.]: ESA, 2012: 167-197.
- [6] FUJIMURA A, SOLOVIEV A, RHEE SH, et al. Coupled model simulation of wind stress effect on far wakes of ships in SAR images[J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2016, 54(5): 2543-2551.
- [7] WANG L T, ZHANG M, WANG J K. Synthetic aperture radar image simulation of the internal waves excited by a submerged object in a stratified ocean[J]. Waves in Random and Complex Media, 2018, 30(1): 1-15.
- [8] LIU P, JIN Y Q. Simulation of synthetic aperture radar imaging of dynamic wakes of submerged body[J]. IET Radar, Sonar and Navigation, 2017, 11(3): 481-489.
- [9] 罗玉, 钟珞. 基于海浪谱的 3D 海浪模拟[J]. 武汉理工大学学报(交通科学与工程版), 2008, 32(2): 323-326.
- [10] 朱加勇, 周波. 基于 GPU 的海浪仿真[J]. 应用能源技术, 2009(4): 48-51.
- [11] 侯学隆, 沈培志, 王文辉. 基于方向谱的海浪合成方法[J]. 系统仿真学报, 2010, 22(1): 130-134.
- [12] NEWMAN J N. Marine Hydrodynamics[M]. Cambridge, Mass: MIT Press, 1977: 241-247.