



(12)发明专利

(10)授权公告号 CN 107607936 B

(45)授权公告日 2019.12.24

(21)申请号 201710775319.5

(22)申请日 2017.08.31

(65)同一申请的已公布的文献号
申请公布号 CN 107607936 A

(43)申请公布日 2018.01.19

(73)专利权人 武汉大学
地址 430072 湖北省武汉市武昌区珞珈山
武汉大学

(72)发明人 吴雄斌 李苗 张兰 岳显昌

(74)专利代理机构 武汉科皓知识产权代理事务
所(特殊普通合伙) 42222

代理人 赵丽影 代文成

(51)Int.Cl.
G01S 13/02(2006.01)

(56)对比文件

US 9423495 B1,2016.08.23,

CN 104749563 A,2015.07.01,

CN 106226762 A,2016.12.14,

王立等.利用X波段导航雷达探测海洋表面
流速的方法.《武汉大学学报信息科学版》.2015,
第40卷(第1期),

Qingzhong Li等.Automatic Detection of
Ship Targets Based on Wavelet Transform
for HF Surface Wavelet Radar.《IEEE
GEOSCIENCE AND REMOTE SENSING LETTERS》
.2017,第14卷(第5期),

丁锋等.高频天/地波雷达海面风向、洋流反
演试验研究.《电波科学学报》.2016,第31卷(第4
期),

审查员 孙礼召

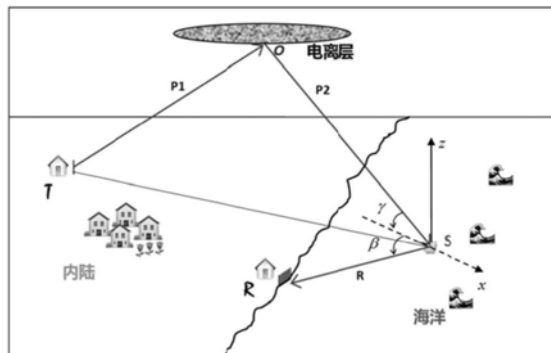
权利要求书2页 说明书7页 附图4页

(54)发明名称

一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法

(57)摘要

本发明公开一种基于傅里叶级数展开的高
频天地波雷达海洋表面流反演算法,该方法为天
地波超视距雷达面临的电离层倾斜、反射点高度
难以确定、多普勒污染严重等问题提供了一个有
效的解决方案。考虑到不同散射元对应的反射高
度、电离层倾斜角的不同,提出傅里叶级数展开
算法用以提取天波模式下各散射元的一阶Bragg
频率,再利用多站组网接收模式遍历搜索公共散
射元,从而求解出各个散射元对应的俯仰角和双
基地角,实现精准定位。本发明摆脱了无倾斜平
面电离层的假设,去除了由于电离层倾斜和反射
点高度变化引起的探测误差,为天地波模式下海
洋动力学参数的反演提供了一个新颖的反演算
法,并提高了探测精度。



CN 107607936 B

1. 一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,其特征在于,包括如下步骤:

步骤1:海洋回波数据预处理;

步骤2:将一阶Bragg散射频率 f_B 和由径向流产生的多普勒偏移量 Δf 分别用傅里叶级数展开为关于群距离 r 和波达方向 θ 的函数;

步骤3:根据海洋回波的散射传播机理和多普勒效应建立线性方程组,最小二乘拟合求解超定方程,提取一阶Bragg频率;

步骤4:双站遍历搜索公共散射元,求解双基地角和俯仰角;

步骤5:联立双站的径向流结果以及投影关系,合成天地波模式下的矢量流。

2. 根据权利要求1所述的一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,其特征在于:

所述步骤1,高频天地波雷达接收到的海洋回波经过匹配滤波和傅里叶变换得到距离多普勒谱,数据预处理包括:通道校准、谱区划分及DOA估计,得到群距离 r 、波达方向 θ 和海洋回波的谱点信息 f^+/f^- 。

3. 根据权利要求2所述的一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,其特征在于:

所述步骤2中将 f_B 和 Δf 用傅里叶级数展开是基于海洋状态的不确定性可以用正弦函数的叠加来拟合的特性, f_B 和 Δf 可看作是关于 r 和 θ 的非周期性函数,其展开形式为:

$$\begin{aligned}\Delta f(r, \theta) &= \sum_{m=0}^{P_1-1} \sum_{n=0}^{P_2-1} [a_{mn} \cos(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + b_{mn} \cos(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta) \\ &\quad + c_{mn} \sin(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + d_{mn} \sin(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta)] + \varepsilon_1(r, \theta) \\ &= [\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \mathbf{X}_3, \mathbf{X}_4] \bullet [\mathbf{A}_1(r, \theta), \mathbf{A}_2(r, \theta), \mathbf{A}_3(r, \theta), \mathbf{A}_4(r, \theta)]^T \\ &= [\mathbf{A}_1(r, \theta), \mathbf{A}_2(r, \theta), \mathbf{A}_3(r, \theta), \mathbf{A}_4(r, \theta)] \bullet [\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \mathbf{X}_3, \mathbf{X}_4]^T \\ &= \mathbf{A} \bullet \mathbf{X}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}f_B(r, \theta) &= \sum_{m=0}^{Q_1-1} \sum_{n=0}^{Q_2-1} [\alpha_{mn} \cos(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + \beta_{mn} \cos(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta) \\ &\quad + \gamma_{mn} \sin(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + \eta_{mn} \sin(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta)] + \varepsilon_2(r, \theta) \\ &= [\mathbf{B}_1(r, \theta), \mathbf{B}_2(r, \theta), \mathbf{B}_3(r, \theta), \mathbf{B}_4(r, \theta)] \bullet [\mathbf{Y}_1, \mathbf{Y}_2, \mathbf{Y}_3, \mathbf{Y}_4]^T \\ &= \mathbf{B} \bullet \mathbf{Y}\end{aligned}$$

其中, P_1, P_2 是 Δf 傅里叶展开的阶数, Q_1, Q_2 是 f_B 傅里叶展开的阶数,

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{r_{\max} - r_{\min}}, \quad \omega_2 = \frac{2\pi}{\theta_{\max} - \theta_{\min}}, \quad \varepsilon_1 \text{和} \varepsilon_2 \text{分别为} \Delta f \text{和} f_B \text{傅里叶级数展开的残余量};$$

$$\mathbf{X}_k = [x_{k,11}, x_{k,12}, \dots, x_{k,mn}, \dots, x_{k,P_1 P_2}], \quad \mathbf{Y}_k = [y_{k,11}, y_{k,12}, \dots, y_{k,mn}, \dots, y_{k,Q_1 Q_2}];$$

$$\mathbf{A}_k(r, \theta) = [A_{k,11}, A_{k,12}, \dots, A_{k,mn}, \dots, A_{k,P_1 P_2}], \quad \mathbf{B}_k(r, \theta) = [A_{k,11}, A_{k,12}, \dots, A_{k,mn}, \dots, A_{k,Q_1 Q_2}];$$

其中, $k=1, 2, 3, 4$

$$x_{1,mn} = a_{mn}, x_{2,mn} = b_{mn}, x_{3,mn} = c_{mn}, x_{4,mn} = d_{mn};$$

$$y_{1,mn} = \alpha_{mn}, y_{2,mn} = \beta_{mn}, y_{3,mn} = \gamma_{mn}, y_{4,mn} = \eta_{mn};$$

$$A_{1,mn} = \cos(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta), A_{2,mn} = \cos(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta),$$

$$A_{3,mn} = \sin(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta), A_{4,mn} = \sin(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta)$$

4. 根据权利要求3所述的一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,其特征在于:

所述步骤3中海洋回波谱分布在零频两侧,且满足如下关系式:

$$\begin{cases} \Delta f + f_B = f^+ \\ \Delta f - f_B = f^- \end{cases}$$

其中, f^+ 和 f^- 分别是正负一阶海洋回波的谱点;

将步骤2中所述 f_B 和 Δf 的傅里叶级数展开式带入上式,得到如下超定方程组:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{A}_+ & \mathbf{B}_+ \\ \mathbf{A}_- & -\mathbf{B}_- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{X} \\ \mathbf{Y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{f}^+ \\ \mathbf{f}^- \end{bmatrix}$$

其中, \mathbf{A} 和 \mathbf{B} 分别是 Δf 和 f_B 的傅里叶级数展开系数矩阵,下标的正负号分别对应正谱点和负谱点, $\mathbf{f}^+ = [f_1^+, f_2^+, \dots, f_{N^+}^+]^T$, $\mathbf{f}^- = [f_1^-, f_2^-, \dots, f_{N^-}^-]^T$;

最小二乘求解超定方程组,提取 f_B 的结果为:

$$f_{B\text{inversion}} = [\mathbf{B}^T \mathbf{Y} \mathbf{B}^{-1}]^T$$

5. 根据权利要求4所述的一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,其特征在于:所述最小二乘求解过程包括:

减小 f_B 的展开阶数,增大 Δf 的展开阶数;得到 f_B 和 Δf 的展开阶数经验值为:

$$P_1=3, P_2=7, Q_1=Q_2=3。$$

6. 根据权利要求4所述的一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,其特征在于:

所述步骤4中遍历搜索公共散射元是利用两站雷达数据群距离的差值进行匹配;

假设对应散射元 S ,雷达接收站 A 的群距离为 G_1 ,雷达接收站 B 的群距离为 G_2 ;散射元 S 到雷达接收站 A 的实际距离为 R_1 ,到雷达接收站 B 的实际距离为 R_2 ;在假设空中传播路径相同的情况下,群距离与散射元实际距离应满足下式:

$$R_1 - R_2 = G_1 - G_2$$

傅里叶级数展开法确定两个雷达接收站的一阶Bragg频率 f_{B1} 和 f_{B2} ,联立求解俯仰角 γ 和双基地角 β_1 和 β_2 ,并计算出散射元的实际距离 R 。

7. 根据权利要求6所述的一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,其特征在于:

所述步骤5中解如下方程组,合成天地波模式下的矢量流 v :

$$\begin{cases} v \cos \kappa_1 = v_{b1} \\ v \cos \kappa_2 = v_{b2} \\ \kappa_1 + \kappa_2 = \kappa \end{cases}$$

其中 κ_1 和 κ_2 分别为两个接收站Bragg散射方向的分量流 v_{b1} 和 v_{b2} 与矢量流方向的夹角, κ 是分量流 v_{b1} 和 v_{b2} 的夹角。

一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法

技术领域

[0001] 本发明属于雷达技术领域,特别涉及一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,用于解决天地波超视距雷达面临的电离层状态未知以至于难以实现精准定位的问题。

背景技术

[0002] 高频天地波超视距雷达是一种适用于大范围海态监测的遥感新体制雷达设备,因其探测距离远、信噪比高等特点,近年来已经被广泛应用于目标探测、海洋动力学参数反演等领域。

[0003] 天地波超视距雷达工作于天波反射/地波绕射的新传播模式,由内陆放置的发射机发射高频无线电波并斜入射到电离层,经过电离层反射到达地(海)面,再经地(海)面绕射传播到地波接收站。地波接收站可以放置在远离发射站的海岸或舰船上,相比传统的高频地波雷达具有很大的灵活性。然而,由于电离层具有分层、非平稳、时变等特性,导致无线电波的反射点位置难以确定,从而给探测与反演工作带来了一定的困难。

[0004] 目前国内已有关于高频天地波雷达提取海流方面的研究,而这些研究都是建立于平面无倾斜电离层反射模型的基础之上,假设无线电波的波束照射在同一反射高度的平面电离层,通过解析几何来确定海面散射元的位置。这种简易模型忽略了由于电离层倾斜和高度变化引起的探测误差,会使散射元定位不准确,严重影响探测精度。这将使得高频天地波雷达的应用受到了极大的限制,即只有在电离层非常平稳无倾斜的状态下该简易模型才是有效的,而在实际情况中难以实现。高频段(3~30MHz)的无线电波通常会在E/F层(200~300km)的高度发生反射,电离层的小角度倾斜和反射高度的微小变化都将引起无线电波在地(海)投射距离的巨大变化。因此,基于平面无倾斜电离层反射模型的天地波海态探测研究结果目前仍存在较大误差。

发明内容

[0005] 本发明针对背景技术存在的问题,提出了一种高频天地波雷达海洋表面流反演新方法,利用傅里叶级数展开法重新提取天地波模式下的真实一阶Bragg频率,并利用最小二乘约束求解出天地波超视距雷达在发生海面散射时难以确定的俯仰角和双基地角,从而实现精准定位。

[0006] 为达到上述目的,本发明采用如下技术方案:

[0007] 一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,包括如下步骤,

[0008] 步骤1:海洋回波数据预处理。

[0009] 步骤2:将一阶Bragg散射频率 f_B 和由径向流产生的多普勒偏移量 Δf 分别用傅里叶级数展开为关于群距离 r 和波达方向 θ 的函数。

[0010] 步骤3:根据海洋回波的散射传播机理和多普勒效应建立了线性方程组,利用最小二乘拟合求解超定方程,提取一阶Bragg频率。

[0011] 步骤4:双站遍历搜索公共散射元,求解双基地角和俯仰角。

[0012] 步骤5:联立双站的径向流结果以及投影关系,合成天地波模式下矢量流结果。

[0013] 上述技术方案的特点在于:

[0014] 步骤1中对实验数据作前期预处理,包括距离匹配滤波、通道校准、谱区划分及DOA (Direction of Arrival) 估计等关键技术,得到群距离 r 、波达方向 θ 和海洋回波的谱点信息 f^+/f^- 。

[0015] 步骤2中将一阶Bragg散射频率 f_B 和由径向流产生的多普勒偏移量 Δf 看作在海洋表面上关于 r 和 θ 的分布函数,由若干不同频率的正弦波叠加组合而成。根据二维傅里叶级数展开公式可以得到:

$$\begin{aligned}
 \Delta f(r, \theta) &= \sum_{m=0}^{P_1-1} \sum_{n=0}^{P_2-1} [a_{mn} \cos(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + b_{mn} \cos(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta) \\
 &\quad + c_{mn} \sin(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + d_{mn} \sin(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta)] + \varepsilon_1(r, \theta) \\
 [0016] \quad &= [\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \mathbf{X}_3, \mathbf{X}_4] \bullet [\mathbf{A}_1(r, \theta), \mathbf{A}_2(r, \theta), \mathbf{A}_3(r, \theta), \mathbf{A}_4(r, \theta)]^T \\
 &= [\mathbf{A}_1(r, \theta), \mathbf{A}_2(r, \theta), \mathbf{A}_3(r, \theta), \mathbf{A}_4(r, \theta)] \bullet [\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \mathbf{X}_3, \mathbf{X}_4]^T \\
 &= \mathbf{A} \bullet \mathbf{X}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 f_B(r, \theta) &= \sum_{m=0}^{Q_1-1} \sum_{n=0}^{Q_2-1} [\alpha_{mn} \cos(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + \beta_{mn} \cos(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta) \\
 [0017] \quad &\quad + \gamma_{mn} \sin(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + \eta_{mn} \sin(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta)] + \varepsilon_2(r, \theta) \\
 &= [\mathbf{B}_1(r, \theta), \mathbf{B}_2(r, \theta), \mathbf{B}_3(r, \theta), \mathbf{B}_4(r, \theta)] \bullet [\mathbf{Y}_1, \mathbf{Y}_2, \mathbf{Y}_3, \mathbf{Y}_4]^T \\
 &= \mathbf{B} \bullet \mathbf{Y}
 \end{aligned}$$

[0018] 其中, P_1, P_2 是 Δf 傅里叶展开的阶数, Q_1, Q_2 是 f_B 傅里叶展开的阶数,

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{r_{\max} - r_{\min}}, \quad \omega_2 = \frac{2\pi}{\theta_{\max} - \theta_{\min}}, \quad \varepsilon_1 \text{ 和 } \varepsilon_2 \text{ 分别为 } \Delta f \text{ 和 } f_B \text{ 傅里叶级数展开的残余量,可忽略;}$$

$$[0019] \quad \mathbf{X}_k = [x_{k,11}, x_{k,12}, \dots, x_{k,mn}, \dots, x_{k,P_1 P_2}], \quad \mathbf{Y}_k = [y_{k,11}, y_{k,12}, \dots, y_{k,mn}, \dots, y_{k,Q_1 Q_2}];$$

$$[0020] \quad \mathbf{A}_k(r, \theta) = [A_{k,11}, A_{k,12}, \dots, A_{k,mn}, \dots, A_{k,P_1 P_2}], \quad \mathbf{B}_k(r, \theta) = [A_{k,11}, A_{k,12}, \dots, A_{k,mn}, \dots, A_{k,Q_1 Q_2}];$$

[0021] 其中, $k=1, 2, 3, 4$

$$[0022] \quad x_{1,mn} = a_{mn}, x_{2,mn} = b_{mn}, x_{3,mn} = c_{mn}, x_{4,mn} = d_{mn};$$

$$[0023] \quad y_{1,mn} = \alpha_{mn}, y_{2,mn} = \beta_{mn}, y_{3,mn} = \gamma_{mn}, y_{4,mn} = \eta_{mn};$$

$$[0024] \quad A_{1,mn} = \cos(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta), A_{2,mn} = \cos(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta), \text{。}$$

$$[0025] \quad A_{3,mn} = \sin(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta), A_{4,mn} = \sin(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta)$$

[0026] 步骤3中根据海洋回波的散射传播机理和多普勒效应建立线性方程组。在实际的海洋探测过程中,海洋回波谱分布在零频两侧,且满足如下关系式:

$$[0027] \quad \begin{cases} \frac{f^+ + f^-}{2} = \Delta f \\ f^+ - f^- = 2f_B \end{cases}$$

[0028] 即

$$[0029] \quad \begin{cases} \Delta f + f_B = f^+ \\ \Delta f - f_B = f^- \end{cases}$$

[0030] 其中, f^+ 和 f^- 分别是正负一阶海洋回波的谱点, 我们可以通过高频超视距雷达获得。

[0031] 将步骤2中 f_B 和 Δf 的傅里叶级数表达式带入上式方程组, 可得到如下超定方程组:

$$[0032] \quad \begin{bmatrix} \mathbf{A}_+ & \mathbf{B}_+ \\ \mathbf{A}_- & -\mathbf{B}_- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{X} \\ \mathbf{Y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{f}^+ \\ \mathbf{f}^- \end{bmatrix}$$

[0033] 其中, \mathbf{A} 和 \mathbf{B} 分别是 Δf 和 f_B 的傅里叶级数展开系数矩阵, 下标的正负号分别对应正谱点和负谱点, $\mathbf{f}^+ = [f_1^+, f_2^+, \dots, f_{N^+}^+]^T$, $\mathbf{f}^- = [f_1^-, f_2^-, \dots, f_{N^-}^-]^T$ 。

[0034] 为保证线性方程组有解, 方程组的个数不能少于未知变量的个数。然而, 在长期的雷达观测试验中发现, 探测结果会存在一定的随机误差, 因此我们需要使用尽可能多的谱点将随机误差平均减弱。此时, 问题就变成了超定方程组求解, 这里采用最小二乘的方法求解:

$$[0035] \quad \min_{\alpha} || \Lambda \alpha - \mathbf{F} ||^2$$

$$[0036] \quad \text{其中, } \Lambda = \begin{bmatrix} \mathbf{A}_+ & \mathbf{B}_+ \\ \mathbf{A}_- & -\mathbf{B}_- \end{bmatrix}, \quad \alpha = \begin{bmatrix} \mathbf{X} \\ \mathbf{Y} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \mathbf{f}^+ \\ \mathbf{f}^- \end{bmatrix}。$$

[0037] 得到

$$[0038] \quad [\mathbf{X} \ \mathbf{Y}]^T = (\Lambda^T \Lambda)^{-1} \Lambda^T \mathbf{F}$$

[0039] 为获得方程组的最优解, 傅立叶展开阶数的选择也至关重要。高阶最小二乘解经常会带来数值计算的不稳定性, 阶数太小又会导致收敛误差过大。在实际的探测试验中, Δf 比 f_B 变化更剧烈, 所以我们考虑适当减小 f_B 的展开阶数, 增大 Δf 的展开阶数。综合以上几点, 加上仿真测试, 我们得到 f_B 和 Δf 的展开阶数经验值为:

$$[0040] \quad P_1 = 3, P_2 = 7, Q_1 = Q_2 = 3$$

[0041] 于是, 我们可以提取真实的一阶Bragg频率 f_B 为:

$$[0042] \quad f_{B\text{inversion}} = [\mathbf{B}_+ \mathbf{Y} \ \mathbf{B}_- \mathbf{Y}]^T$$

[0043] 步骤4中假设照射在同一散射元上的电磁波发生各个方向的散射, 两个雷达接收站分别接收到该散射元散射的回波, 两个回波在空中的传播路径认为是相同的, 沿海面散射的路径分别指向雷达接收站, 如附图2所示。利用两站雷达数据群距离的差值进行匹配。假设对应散射元 S , 雷达接收站 A 的群距离为 G_1 , 雷达接收站 B 的群距离为 G_2 。散射元 S 到雷达接收站 A 的实际距离为 R_1 , 到雷达接收站 B 的实际距离为 R_2 。在假设空中传播路径相同的情况下, 群距离与散射元实际距离应满足下式:

$$[0044] \quad R_1 - R_2 = G_1 - G_2$$

[0045] 由此可以确定两个天波雷达接收站的公共散射元 S 。傅里叶级数展开法可以确定两个雷达接收站的一阶Bragg频率 f_{B1} 和 f_{B2} 。假设照射公共散射元的是同一列波束, 则双站在公共散射元的地方具有相同的俯仰角 γ , 且双基地角满足:

$$[0046] \quad \beta_2 = \beta_1 + \theta_3$$

[0047] 其中 θ_3 为散射元到两个雷达接收站连线的夹角, 如附图2。

[0048] 天地波模式下的一阶Bragg频率表达式如下:

$$[0049] \quad f_B = \sqrt{\frac{gf_0}{2\pi c}} (1 + 2\cos\beta\cos\gamma + \cos^2\gamma)^{1/4}$$

[0050] 其中, f_0 为雷达工作频率, c 为电磁波传播速度, γ 为掠射角, β 为双基地角。

[0051] 基于天地波模式下的一阶Bragg频率表达式, 可以联立求解俯仰角 γ 和双基地角 β_1 和 β_2 。进而通过解析几何求解散射元距离雷达接收站的实际距离 R_1 或 R_2 , 实现坐标配准。

[0052] 步骤5中首先计算出单站Bragg散射方向的矢量流分量, 立体几何关系如附图3。其中 \overline{AS} 为天波照射海面的入射波, \overline{SB} 为反射波, 则Bragg散射方向的海流分量流 v_b 可用下式计算:

$$[0053] \quad v_b = v_B / \cos\alpha = \frac{2v_r}{\sqrt{1 + 2\cos\beta\cos\gamma + \cos^2\gamma}}$$

[0054] 其中 v_r 为单站雷达接收到的径向流速, v_B 为 v_b 在入射波与反射波角平分线上的分量, α 为 v_B 与 v_b 的夹角, 通过解析立体几何, 可得到

$$[0055] \quad \cos\alpha = \sqrt{\frac{1 + 2\cos\beta\cos\gamma + \cos^2\gamma}{2(1 + \cos\beta\cos\gamma)}}$$

[0056] 双站接收时, 将两个分量进行合成即可得到矢量流, 如附图4所示。其中标号1和2分别代表两个接收站的标识, 通过解如下方程组, 即可求得矢量流的大小和方向。

$$[0057] \quad \begin{cases} v \cos\kappa_1 = v_{b1} \\ v \cos\kappa_2 = v_{b2} \\ \kappa_1 + \kappa_2 = \kappa \end{cases}$$

[0058] 其中 κ_1 和 κ_2 分别为两个接收站Bragg散射方向的分量流 v_{b1} 和 v_{b2} 与矢量流方向的夹角, v 是矢量流, κ 是分量流 v_{b1} 和 v_{b2} 的夹角。

[0059] 与现有技术相比, 本发明的优势在于:

[0060] 本发明提出的高频天地波雷达海洋表面流反演方法, 通过傅里叶级数展开模型和双站搜索公共散射元的方法, 实现精准定位, 提高了天地波模式下的海流探测精度。该方法摆脱了平面无倾斜电离层的假设, 求解出受电离层影响后的真实一阶Bragg频率, 进而求解海面上各散射元的俯仰角和双基地角。与传统方法相比, 解决了电离层倾斜、反射点高度不同引起的距离跳变、定位不准确的问题, 从而大大提升高频天地波雷达在海洋动力学探测方面的实际应用价值。

附图说明

[0061] 图1是高频天地波雷达系统工作示意图;

[0062] 图2是双站接收天地波模式的信道传播示意图;

[0063] 图3是电磁波在海面发生Bragg散射时海流分量关系示意图;

[0064] 图4是矢量流合成示意图;

[0065] 图5是东山站天波海洋回波距离多普勒谱图;

[0066] 图6是天地波雷达与地波雷达矢量流结果对比图; 图6(a) 是2017年4月4日10:04海流对比图; 图6(b) 是2017年4月4日10:24海流对比图。

具体实施方式

[0067] 下面结合实例对本发明作进一步的详细描述,此处所描述的实施例仅用于说明和解释本发明,并不用于限定本发明。

[0068] 一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法,该实现方法主要包括雷达回波信号预处理和算法的具体实现,具体包括如下步骤,

[0069] 步骤1:海洋回波数据预处理。武汉大学于2017年4月4进行了高频天地波雷达组网实验。天波发射站位于武汉,地波接收站分别位于福建东山和赤湖附近的一艘船只上。

[0070] 对两个接收站的回波数据分别作处理。包括回波数据的匹配滤波、通道校准、谱区划分、DOA(Direction of Arrival)估计等,从而得到群距离 r 、波达方向 θ 和海洋回波的谱点信息 f^+/f^- 。附图5为东山站接收到的2017年4月4日10:04的天地波海洋回波距离多普勒谱。船载回波数据还包括晃动补偿与由船体金属引起的天线方向图校正的前期处理。

[0071] 步骤2:将一阶Bragg散射频率 f_B 和由径向流产生的多普勒偏移量 Δf 分别用傅里叶级数展开为关于群距离 r 和波达方向 θ 的函数。根据二维傅里叶级数展开公式可以得到:

$$\begin{aligned} \Delta f(r, \theta) &= \sum_{m=0}^{P_1-1} \sum_{n=0}^{P_2-1} [a_{mn} \cos(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + b_{mn} \cos(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta) \\ &\quad + c_{mn} \sin(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + d_{mn} \sin(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta)] + \varepsilon_1(r, \theta) \\ [0072] \quad &= [\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \mathbf{X}_3, \mathbf{X}_4] \bullet [\mathbf{A}_1(r, \theta), \mathbf{A}_2(r, \theta), \mathbf{A}_3(r, \theta), \mathbf{A}_4(r, \theta)]^T \\ &= [\mathbf{A}_1(r, \theta), \mathbf{A}_2(r, \theta), \mathbf{A}_3(r, \theta), \mathbf{A}_4(r, \theta)] \bullet [\mathbf{X}_1, \mathbf{X}_2, \mathbf{X}_3, \mathbf{X}_4]^T \\ &= \mathbf{A} \bullet \mathbf{X} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} f_B(r, \theta) &= \sum_{m=0}^{Q_1-1} \sum_{n=0}^{Q_2-1} [\alpha_{mn} \cos(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + \beta_{mn} \cos(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta) \\ [0073] \quad &\quad + \gamma_{mn} \sin(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta) + \eta_{mn} \sin(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta)] + \varepsilon_2(r, \theta) \\ &= [\mathbf{B}_1(r, \theta), \mathbf{B}_2(r, \theta), \mathbf{B}_3(r, \theta), \mathbf{B}_4(r, \theta)] \bullet [\mathbf{Y}_1, \mathbf{Y}_2, \mathbf{Y}_3, \mathbf{Y}_4]^T \\ &= \mathbf{B} \bullet \mathbf{Y} \end{aligned}$$

[0074] 其中, P_1, P_2 是 Δf 傅里叶展开的阶数, Q_1, Q_2 是 f_B 傅里叶展开的阶数,

$$\omega_1 = \frac{2\pi}{r_{\max} - r_{\min}}, \quad \omega_2 = \frac{2\pi}{\theta_{\max} - \theta_{\min}}, \quad \varepsilon_1 \text{ 和 } \varepsilon_2 \text{ 分别为 } \Delta f \text{ 和 } f_B \text{ 傅里叶级数展开的残余量,可忽略;}$$

$$[0075] \quad \mathbf{X}_k = [x_{k,11}, x_{k,12}, \dots, x_{k,mn}, \dots, x_{k,P_1 P_2}], \quad \mathbf{Y}_k = [y_{k,11}, y_{k,12}, \dots, y_{k,mn}, \dots, y_{k,Q_1 Q_2}];$$

$$[0076] \quad \mathbf{A}_k(r, \theta) = [A_{k,11}, A_{k,12}, \dots, A_{k,mn}, \dots, A_{k,P_1 P_2}], \quad \mathbf{B}_k(r, \theta) = [A_{k,11}, A_{k,12}, \dots, A_{k,mn}, \dots, A_{k,Q_1 Q_2}];$$

[0077] 其中, $k=1, 2, 3, 4$

$$[0078] \quad x_{1,mn} = a_{mn}, x_{2,mn} = b_{mn}, x_{3,mn} = c_{mn}, x_{4,mn} = d_{mn};$$

$$[0079] \quad y_{1,mn} = \alpha_{mn}, y_{2,mn} = \beta_{mn}, y_{3,mn} = \gamma_{mn}, y_{4,mn} = \eta_{mn}$$

$$[0080] \quad A_{1,mn} = \cos(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta), A_{2,mn} = \cos(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta),$$

$$[0081] \quad A_{3,mn} = \sin(m\omega_1 r) \cos(n\omega_2 \theta), A_{4,mn} = \sin(m\omega_1 r) \sin(n\omega_2 \theta)$$

[0082] 将步骤1中得到的回波数据的群距离 r 、频点 f^+/f^- 和方位信息 θ 带入以上展开式。

[0083] 步骤3:根据海洋回波的散射传播机理和多普勒效应建立线性方程组,最小二乘拟合求解超定方程,提取一阶Bragg频率。在实际的海洋探测过程中,海洋回波谱分布在零频

两侧,且满足如下关系式:

$$[0084] \quad \begin{cases} \Delta f + f_B = f^+ \\ \Delta f - f_B = f^- \end{cases}$$

[0085] 其中, f^+ 和 f^- 分别是正负一阶海洋回波的谱点, 我们可以通过高频超视距雷达获得。

[0086] 将步骤2中 f_B 和 Δf 的傅里叶级数表达式带入步骤上式方程组, 可得到如下超定方程组:

$$[0087] \quad \begin{bmatrix} \mathbf{A}_+ & \mathbf{B}_+ \\ \mathbf{A}_- & -\mathbf{B}_- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{X} \\ \mathbf{Y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{f}^+ \\ \mathbf{f}^- \end{bmatrix}$$

[0088] 其中, \mathbf{A} 和 \mathbf{B} 分别是 Δf 和 f_B 的傅里叶级数展开系数矩阵, 下标的正负号分别对应正谱点和负谱点, $\mathbf{f}^+ = [f_1^+, f_2^+, \dots, f_{N^+}^+]^T$, $\mathbf{f}^- = [f_1^-, f_2^-, \dots, f_{N^-}^-]^T$ 。

[0089] 利用最小二乘求解超定方程, 得到:

$$[0090] \quad [\mathbf{X} \ \mathbf{Y}]^T = (\mathbf{\Lambda}^T \mathbf{\Lambda})^{-1} \mathbf{\Lambda}^T \mathbf{F}$$

$$[0091] \quad \text{其中, } \mathbf{\Lambda} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}_+ & \mathbf{B}_+ \\ \mathbf{A}_- & -\mathbf{B}_- \end{bmatrix}。$$

[0092] 为获得方程组的最优解, 傅立叶展开阶数的选择也至关重要。高阶最小二乘解经常会带来数值计算的不稳定性, 阶数太小又会导致收敛误差过大。在实际的探测试验中, Δf 比 f_B 变化更剧烈, 所以我们考虑适当减小 f_B 的展开阶数, 增大 Δf 的展开阶数。综合以上几点, 加上仿真测试, 我们得到 f_B 和 Δf 的展开阶数经验值为:

$$[0093] \quad P_1 = 3, P_2 = 7, Q_1 = Q_2 = 3$$

[0094] 于是, 我们可以提取真实的一阶Bragg频率 f_B 为:

$$[0095] \quad f_{B\text{inversion}} = [\mathbf{B}_+ \mathbf{Y} \ \mathbf{B}_- \mathbf{Y}]^T$$

[0096] 步骤4: 双站遍历搜索公共散射元, 求解双基地角和俯仰角。利用两站雷达数据群距离的差值进行匹配。假设对应散射元 S , 雷达接收站 A 的群距离为 G_1 , 雷达接收站 B 的群距离为 G_2 。散射元 S 到雷达接收站 A 的实际距离为 R_1 , 到雷达接收站 B 的实际距离为 R_2 。在假设空中传播路径相同的情况下, 群距离与散射元实际距离应满足下式:

$$[0097] \quad R_1 - R_2 = G_1 - G_2$$

[0098] 由于天波群距离的分辨率 $\Delta D = 10\text{km}$, 要达到上式完全相等会出现散射元堆叠与模糊的现象。于是我们修正约束条件为:

$$[0099] \quad \begin{cases} \theta_2 < \theta_1 \\ |\Delta G - \Delta R| < \Delta D \\ 15 < \gamma < 30 \end{cases}$$

[0100] 其中 $\Delta R = R_1 - R_2$, $\Delta G = G_1 - G_2$ 。

[0101] 通过遍历谱点, 初步确定两个天波雷达接收站的公共散射元 S 。傅里叶级数展开法可以确定两个雷达接收站的一阶Bragg频率 f_{B1} 和 f_{B2} 。假设照射公共散射元的是同一列波束, 则双站在公共散射元的地方具有相同的俯仰角 γ , 且双基地角满足:

[0102] $\beta_2 = \beta_1 + \theta_3$

[0103] 其中 θ_3 为散射元到两个雷达接收站连线的夹角,如附图2。

[0104] 天地波模式下的一阶Bragg频率表达式如下:

$$[0105] \quad f_B = \sqrt{\frac{gf_0}{2\pi c} (1 + 2\cos\beta\cos\gamma + \cos^2\gamma)^{1/4}}$$

[0106] 其中, f_0 为雷达工作频率, c 为电磁波传播速度, γ 为掠射角, β 为双基地角。

[0107] 联立 f_{B1} 和 f_{B2} ,求解俯仰角 γ 、双基地角 β_1 和 β_2 ,以及实际散射元距离 R 。利用直达波反射高度 h 和 R 计算无倾斜时俯仰角 γ_0 ,约束条件返回修正为 $\gamma_0 - 3 < \gamma < \gamma_0 + 3$ 。进而通过解析几何求解散射元距离雷达接收站的实际距离 R_1 或 R_2 ,实现坐标配准。

[0108] 步骤5:联立双站的径向流结果以及投影关系,合成天地波模式下的矢量流。首先由径向流计算出单站Bragg散射方向的矢量流分量 v_b ,由下式计算:

$$[0109] \quad v_b = v_B / \cos\alpha = \frac{2v_r}{\sqrt{1 + 2\cos\beta\cos\gamma + \cos^2\gamma}}$$

[0110] 其中 v_r 为单站雷达接收到的径向流速, v_B 为 v_b 在入射波与反射波角平分线上的分量, α 为 v_B 与 v_b 的夹角,通过解析立体几何,可得到

$$[0111] \quad \cos\alpha = \sqrt{\frac{1 + 2\cos\beta\cos\gamma + \cos^2\gamma}{2(1 + \cos\beta\cos\gamma)}}$$

[0112] 双站接收时,将两个分量进行合成即可得到矢量流。其中标号1和2分别代表两个接收站的标识,通过解如下方程组,即可求得矢量流的大小和方向。

$$[0113] \quad \begin{cases} v \cos\kappa_1 = v_{b1} \\ v \cos\kappa_2 = v_{b2} \\ \kappa_1 + \kappa_2 = \kappa \end{cases}$$

[0114] 其中 κ_1 和 κ_2 分别为两个接收站Bragg散射方向的分量流 v_{b1} 和 v_{b2} 与矢量流方向的夹角, v 是矢量流, κ 是分量流 v_{b1} 和 v_{b2} 的夹角。

[0115] 附图6为2017年4月4日10:04和10:24天波矢量流与地波矢量流在空间海平面上的对比结果。其公共覆盖区域的流速大小均方根误差分别为16.4cm/s和12.8cm/s,流向均方根误差分别为15.7°和38.8°。

[0116] 以上实验结果表明,本发明所提的一种高频天地波雷达海洋表面流反演方法对高频天地波雷达海流探测是适用的,并提高探测精度,具备与地波雷达相当的探测水平。

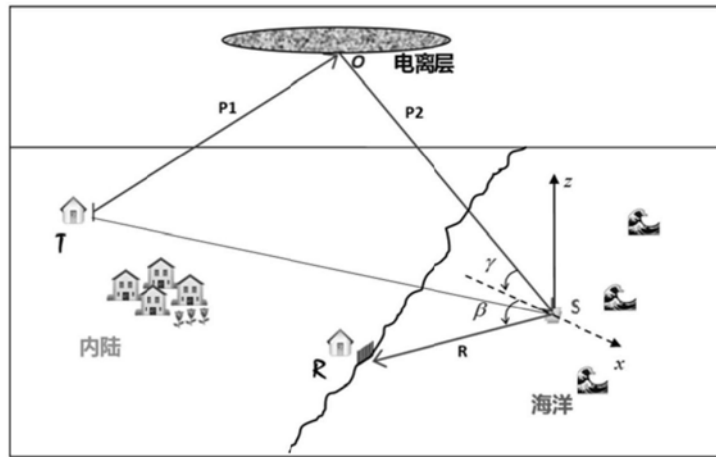


图1

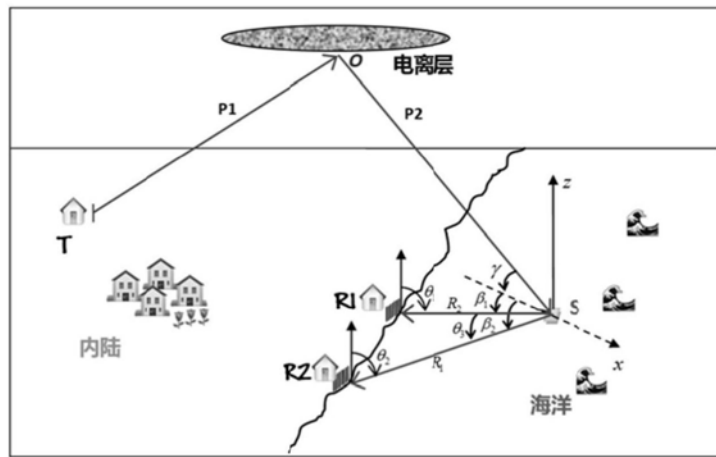


图2

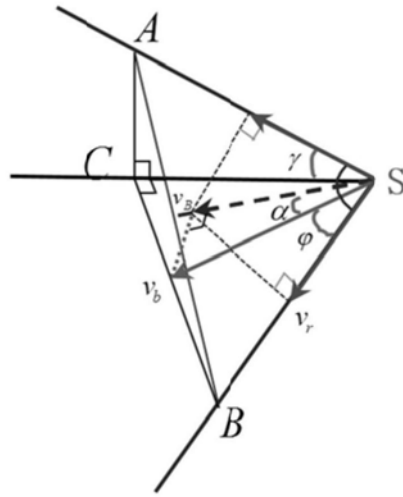


图3

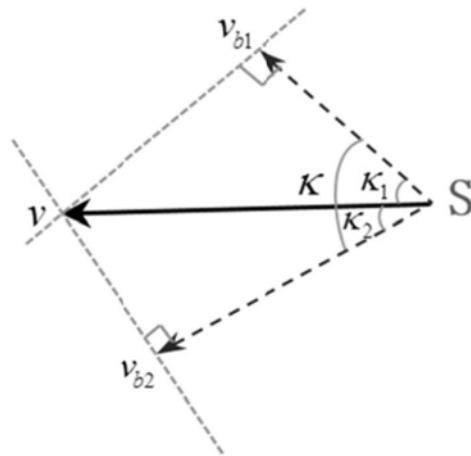


图4

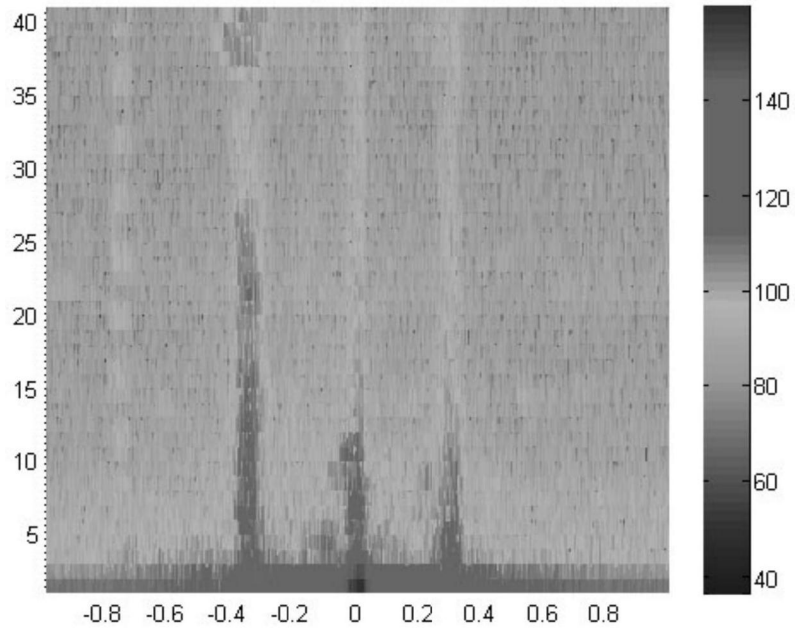


图5

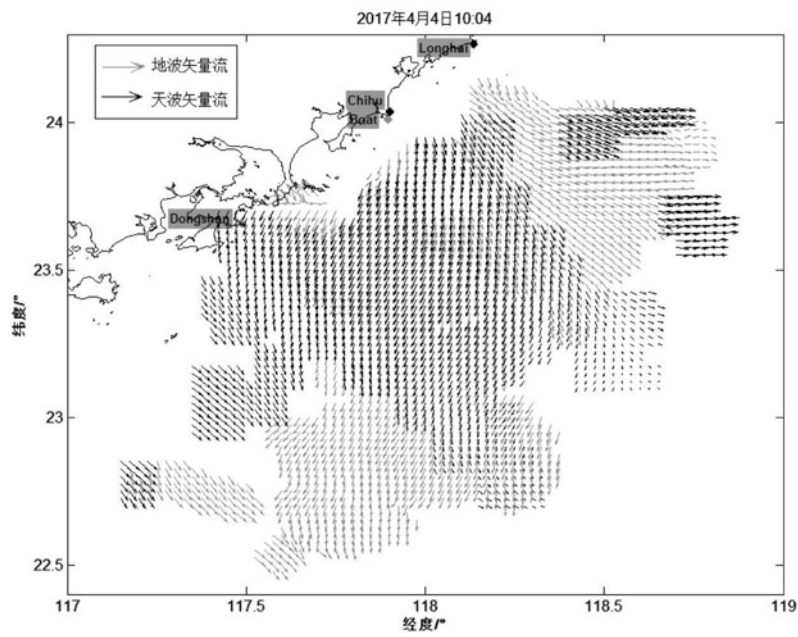


图6 (a)

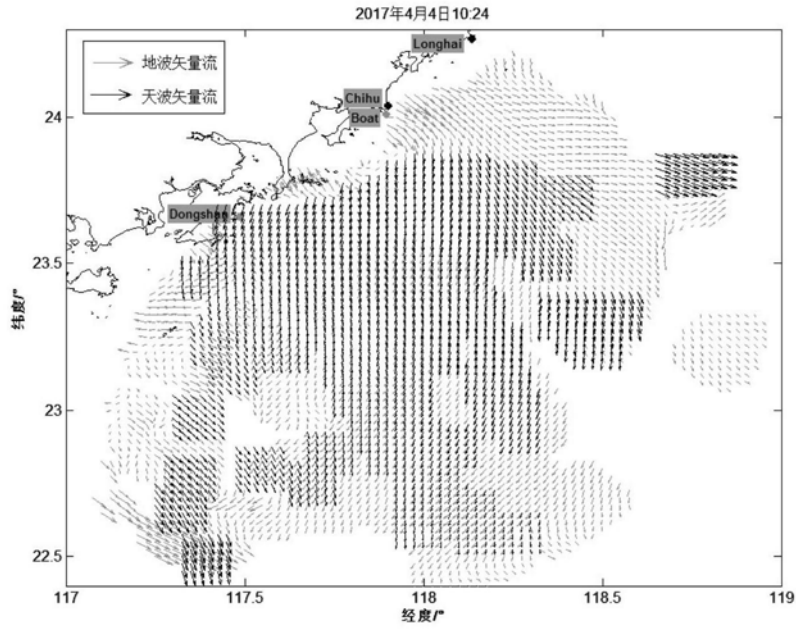


图6 (b)