0254-6124/2014/34(2)-226–09 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

Yang Xiaocheng, Yan Jingye, Wu Ji. Polarimetric mode of full polarization interferometric radiometer (in Chinese). *Chin. J. Space Sci.*, 2014, **34**(2): 226-234, doi:10.11728/cjss2014.02.226

全极化综合孔径辐射计的极化模式*

杨晓城[1,2] 阎敬业[1] 吴 季[1]

1(中国科学院空间科学与应用研究中心 中国科学院微波遥感技术重点实验室 北京 100190)

2(中国科学院大学 北京 100049)

摘 要 全极化综合孔径辐射计 (Full Polarization Interferometric Radiometer, FPIR) 是一套高分辨率、轻量化、低功耗的 X 波段一维综合孔径微波辐射计. 分析了 FPIR 的极化理论, 推导出 FPIR 的极化可视度函数. 为了获取全极化信息, FPIR 系统采用两种不同的天线阵列设计方案. 对于每种稀疏天线阵列, 设计了最优极化切换序列. 设计的最优极化序列不仅使灵敏度的损失达到最小, 还使得水平极化、垂直极化和交叉极化亮温的灵敏度达到相同水平.

关键词 辐射计, 综合孔径, 极化, FPIR

中图分类号 TP 722. 6

Polarimetric Mode of Full Polarization Interferometric Radiometer

YANG Xiaocheng[1,2] YAN Jingye[1] WU Ji[1]

1(*CAS Key Laboratory of Microwave Remote Sensing, Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100190)

2(*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049)

Abstract Demonstrator of Full Polarization Interferometric Radiometer (FPIR) is a one dimensional microwave interferometric radiometer with high resolution, light weight and low power consumption at X-band. The theory of polarimetry is analyzed to deduce the polarimetric visibility function in FPIR. To obtain the full polarimetric information, two kinds of different antenna arrays are designed in the FPIR system. Corresponding optimal polarization switching sequence for each sparse antenna array is also designed. The minimum degradation in sensitivity is achieved and sensitivities of the horizontal, vertical, and complex cross brightness temperatures are the same in the polarimetric mode of FPIR with the polarization switching sequence.

Key words Radiometer, Synthetic aperture, Polarimetry, FPIR

---

* 国家高技术研究发展技术项目资助 (2007AA12Z120)

2013-04-27 收到原稿, 2013-09-09 收到修定稿

E-mail: yangxiaoch209@163.com

0 引言

综合孔径微波辐射计是被动微波遥感领域一项新的技术 [1]. 为了解决真实孔径星载微波辐射计大口径天线固有的重量及扫描转动方面的困难, 20 世纪 80 年代, 最早应用于射电天文领域中的孔径综合技术被应用于对地观测中 [2]. 经过 30 多年的发展, 随着对干涉式综合孔径成像理论研究的深入以及数字技术的快速发展, 综合孔径微波辐射计逐渐成熟并进入实际应用.

通过星载综合孔径微波辐射计, 可以进行 L 波段土壤湿度和海水盐度遥感, 例如欧空局的土壤湿度与海水盐度 (Soil Moisture and Ocean Salinity, SMOS) 卫星 [3], 同时, 还可进行静止轨道大气温湿度廓线探测, 例如中国科学院空间科学与应用研究中心提出的针对于下一代气象卫星风云四号微波星的静止轨道综合孔径微波探测器 (Geostationary Interferometric Microwave Sounder, GIMS)[4]. 此外, 星载综合孔径辐射计还可应用于海面风场探测、飓风探测、行星际太阳风成像等研究领域中, 例如中国科学院空间科学与应用研究中心提出的针对行星际日冕物质抛射事件 (ICMEs) 进行射电遥感成像观测的太阳极轨射电成像望远镜 (Solar Polar Orbit Radio Telescope, SPORT)[5].

全极化综合孔径辐射计 (Full Polarization Interferometric Radiometer, FPIR) 是一套高分辨率、轻量化、低功耗的 X 波段微波辐射计 [6−7], 结合了干涉式综合孔径成像技术与全极化参量信息获取技术. FPIR 的应用目标之一是搭载在 SMOS 业务卫星上, 与综合孔径微波成像仪 (Microwave Imaging Radiometer with Aperture Synthesis, MIRAS)[8] 共同工作, 提高后者对海水盐度和土壤湿度的反演精度.

此外, FPIR 的概念还可以扩展到 L 到 Ka 波段, 用于探测大气、土壤和海洋的地球物理参数, 提高天气预报水平并研究气候变化. FPIR 系统可以工作在单极化、双极化和全极化模式. 在单极化模式下, FPIR 测量单极化 (水平极化或者垂直极化) 的亮温; 在双极化模式下, FPIR 测量水平极化和垂直极化的亮温; 在全极化模式下, FPIR 测量四个 Stokes 参量. 本文将重点介绍全极化模式.

1 FPIR 的极化可视度函数

1.1 天线平面与地物平面内互相关矩阵的关系

1.1.1 天线输出端电压的互相关

水平极化天线输出端的电压为

$$\nu^{\mathrm{h}}(t)=\sqrt{\frac{\lambda_0^2}{4\pi}G^{\mathrm{h}}}\int_{(\theta,\,\phi)_{\mathrm{all}}}F_{\mathrm{n}}^{\mathrm{h}}(\theta,\phi)\cdot \hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{h}}(\theta,\phi)\boldsymbol{E}(t;\theta,\phi), \tag{1}$$

其中, G^{h} 为水平极化的最大功率增益, $F_{\mathrm{n}}^{\mathrm{h}}(\theta,\phi)$ 为水平极化的归一化电压方向图, $\hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{h}}(\theta,\phi)$ 为水平极化的单元矢量, $\boldsymbol{E}(t;\theta,\phi)$ 为 (θ,ϕ) 上的电压, λ_0 为中心频率处的波长. 根据 Ludwig 第三定义 [9], 天线平面水平极化和垂直极化的单元矢量分别为

$$\begin{aligned}\hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{h}}(\theta,\phi)&=-\cos(\phi+m\pi)\hat{\boldsymbol{\theta}}+\sin(\phi+m\pi)\hat{\boldsymbol{\phi}},\\ \hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{v}}(\theta,\phi)&=\sin(\phi+m\pi)\hat{\boldsymbol{\theta}}+\cos(\phi+m\pi)\hat{\boldsymbol{\phi}}.\end{aligned} \tag{2}$$

p 极化天线 i 和 q 极化天线 j 输出电压之间的互相关为

$$\begin{aligned}\Gamma_{\upsilon_i^{\mathrm{p}}\upsilon_i^{\mathrm{q}}}(\tau)=&\langle\upsilon_i^{\mathrm{p}}(t)\upsilon_j^{\mathrm{q}^*}(t-\tau)\rangle=\\ &\frac{\lambda_0^2}{4\pi}\sqrt{G_i^{\mathrm{p}}G_j^{\mathrm{q}}}\int_{(\theta,\,\phi)_{\mathrm{all}}}F_{\mathrm{n},i}^{\mathrm{p}}(\theta,\phi)\cdot\\ &F_{\mathrm{n},j}^{\mathrm{q}^*}(\theta,\phi)\langle E_i^{\mathrm{p}}(t;\theta,\phi)E_j^{\mathrm{q}^*}(t-\tau,\theta,\phi)\rangle.\end{aligned} \tag{3}$$

式中,

$$\begin{aligned}E_i^{\mathrm{p}}(t;\theta,\phi)&=\hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{p}}(\theta,\phi)\cdot\boldsymbol{E}_i(t;\theta,\phi),\\ E_i^{\mathrm{q}}(t;\theta,\phi)&=\hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{q}}(\theta,\phi)\cdot\boldsymbol{E}_i(t;\theta,\phi)\end{aligned}$$

为入射电压 $\boldsymbol{E}$ 在单元矢量 $\hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{p}}(\theta,\phi)$ 上和 $\hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{q}}(\theta,\phi)$ 上的投影. 符号 $\langle\ \rangle$ 表示期望值, * 表示共轭.

当辐射源位于天线的远场时, 辐射源到两个接收天线 i 和 j 的时间差为

$$\Delta r=r_i-r_j, \tag{4}$$

其中, r_i 和 r_j 分别表示辐射源到接收天线 i 和 j 的距离, 则

$$E_j^{\mathrm{q}^*}(t;\theta,\phi)=E_i^{\mathrm{q}^*}\left(t-\frac{\Delta r}{c};\theta,\phi\right). \tag{5}$$

式 (3) 可转换为

$$\Gamma_{v_i^{\mathrm{p}} v_i^{\mathrm{q}}}(\tau) = \frac{\lambda_0^2}{4\pi}\sqrt{G_i^{\mathrm{p}} G_j^{\mathrm{q}}} \int_{(\theta,\phi)_{\mathrm{all}}} F_{\mathrm{n},i}^{\mathrm{p}}(\theta,\phi)\cdot F_{\mathrm{n},j}^{\mathrm{q}^*}(\theta,\phi)\Gamma_{E^{\mathrm{p}}E^{\mathrm{q}}}\Big(\tau - \frac{\Delta r}{c};\theta,\phi\Big). \tag{6}$$

1.1.2 地物平面到天线平面的变换

入射电场 $\boldsymbol{E}$ 在地物平面坐标系中可表示为

$$\boldsymbol{E}(t;\theta,\phi) = E^{\mathrm{V}}(t;\theta,\phi)\hat{\boldsymbol{V}}(\theta,\phi) + E^{\mathrm{H}}(t;\theta,\phi)\hat{\boldsymbol{H}}(\theta,\phi). \tag{7}$$

其中, $\hat{\boldsymbol{V}}(\theta,\phi)$ 和 $\hat{\boldsymbol{H}}(\theta,\phi)$ 分别为地物平面内垂直和水平的单元矢量, $E^{\mathrm{V}}(t;\theta,\phi)$ 和 $E^{\mathrm{H}}(t;\theta,\phi)$ 分别为地物平面内电压的垂直和水平分量. 在天线平面内天线接收到的电压水平分量和垂直分量可表示为

$$\begin{aligned} E^{\mathrm{v}}(t;\theta,\phi) =& \hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{v}}(\theta,\phi)\cdot[E^{\mathrm{V}}(t;\theta,\phi)\hat{\boldsymbol{V}}(\theta,\phi) + \\ & E^{\mathrm{H}}(t;\theta,\phi)\hat{\boldsymbol{H}}(\theta,\phi)], \\ E^{\mathrm{h}}(t;\theta,\phi) =& \hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{h}}(\theta,\phi)\cdot[E^{\mathrm{V}}(t;\theta,\phi)\hat{\boldsymbol{V}}(\theta,\phi) + \\ & E^{\mathrm{H}}(t;\theta,\phi)\hat{\boldsymbol{H}}(\theta,\phi)]. \end{aligned} \tag{8}$$

式 (8) 可以用矩阵形式表示为

$$\begin{bmatrix} E^{\mathrm{v}}(t;\theta,\phi) \\ E^{\mathrm{h}}(t;\theta,\phi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a(\theta,\phi) & b(\theta,\phi) \\ c(\theta,\phi) & d(\theta,\phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^{\mathrm{V}}(t;\theta,\phi) \\ E^{\mathrm{H}}(t;\theta,\phi) \end{bmatrix}. \tag{9}$$

其中,

$$\begin{aligned} a(\theta,\phi) =& \hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{v}}(\theta,\phi)\cdot\hat{\boldsymbol{V}}(\theta,\phi), \\ b(\theta,\phi) =& \hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{v}}(\theta,\phi)\cdot\hat{\boldsymbol{H}}(\theta,\phi), \\ c(\theta,\phi) =& \hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{h}}(\theta,\phi)\cdot\hat{\boldsymbol{V}}(\theta,\phi), \\ d(\theta,\phi) =& \hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{h}}(\theta,\phi)\cdot\hat{\boldsymbol{H}}(\theta,\phi). \end{aligned} \tag{10}$$

根据 Ludwig 第三定义 [9], 地物平面内水平极化和垂直极化的单元矢量分别为

$$\begin{aligned} \hat{\boldsymbol{V}}(\theta,\phi) =& \sin(\psi+n\pi)\hat{\boldsymbol{\theta}} + \cos(\psi+n\pi)\hat{\boldsymbol{\phi}}, \\ \hat{\boldsymbol{H}}(\theta,\phi) =& -\cos(\psi+n\pi)\hat{\boldsymbol{\theta}} + \sin(\psi+n\pi)\hat{\boldsymbol{\phi}}. \end{aligned} \tag{11}$$

因此得到

$$\begin{aligned} a(\theta,\phi) =& d(\theta,\phi) = \cos[\psi-\phi+(n-m)\pi], \\ b(\theta,\phi) =& -c(\theta,\phi) = \sin[\psi-\phi+(n-m)\pi]. \end{aligned} \tag{12}$$

其中, ψ 为矢量 $\hat{\boldsymbol{\phi}}$ 到 $\hat{\boldsymbol{V}}$ 的角度. 所以地物平面到天线平面电压的变换矩阵为旋转矩阵.

地物平面到天线平面的极化变换如图 1 所示. 地

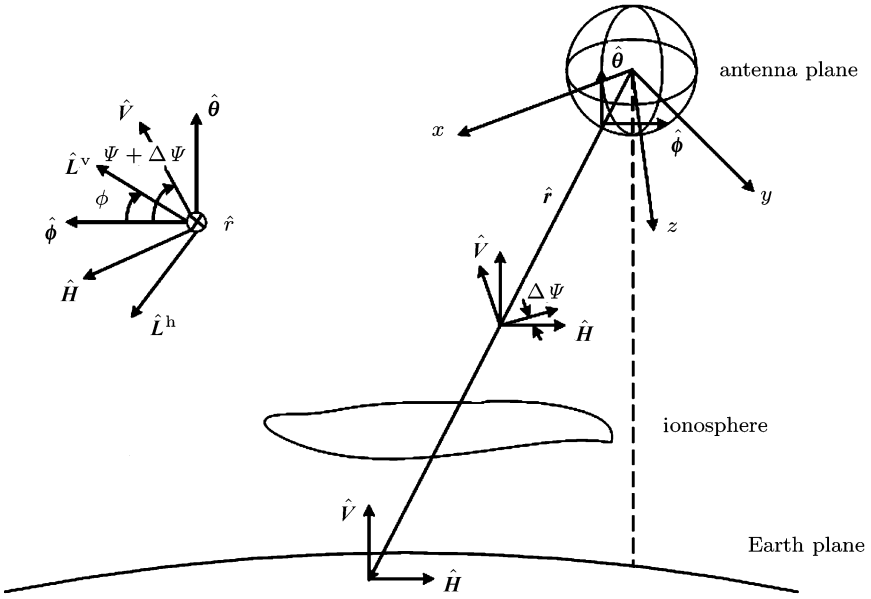

图 1 地物平面到天线平面的极化变换

Fig. 1 Pixel-to-antenna polarization transformation

物平面单元矢量和天线平面单元矢量满足

$$\hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{h}} \times \hat{\boldsymbol{L}}^{\mathrm{v}} = \hat{\boldsymbol{H}} \times \hat{\boldsymbol{V}} = \hat{\boldsymbol{r}}. \tag{13}$$

考虑法拉第旋转的影响 [10], 入射波到达天线过程中旋转了角度 $\Delta\psi$, 则式 (9) 可转化为

$$\begin{bmatrix} E^{\mathrm{v}}(t;\theta,\phi) \\ E^{\mathrm{h}}(t;\theta,\phi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A(\theta,\phi) & B(\theta,\phi) \\ C(\theta,\phi) & D(\theta,\phi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^{\mathrm{V}}(t;\theta,\phi) \\ E^{\mathrm{H}}(t;\theta,\phi) \end{bmatrix}. \tag{14}$$

其中,

$$\begin{aligned} A(\theta,\phi) = D(\theta,\phi) &= \\ &\cos[\psi + \Delta\psi - \phi + (n-m)\pi], \\ B(\theta,\phi) = -C(\theta,\phi) &= \\ &-\sin[\psi + \Delta\psi - \phi + (n-m)\pi]. \end{aligned}$$

$$\boldsymbol{R} = \begin{bmatrix} A(\theta,\phi) & B(\theta,\phi) \\ C(\theta,\phi) & D(\theta,\phi) \end{bmatrix}$$

为地物平面到天线平面的旋转矩阵.

1.1.3 天线平面与地物平面内互相关矩阵的关系

根据式 (14) 可以得到地物平面内电压的互相关矩阵 $\boldsymbol{J}^{IJ}(\tau)$ 与天线平面内电压的互相关矩阵 $\boldsymbol{J}^{ij}(\tau)$ 的关系为

$$\boldsymbol{J}^{ij}(\tau) = \boldsymbol{R}\boldsymbol{J}^{IJ}(\tau)\boldsymbol{R}^{\mathrm{T}}. \tag{15}$$

其中,

$$\boldsymbol{J}^{ij}(\tau) = \begin{bmatrix} \boldsymbol{J}^{ij}_{\mathrm{hh}}(\tau) & \boldsymbol{J}^{ij}_{\mathrm{hv}}(\tau) \\ \boldsymbol{J}^{ij}_{\mathrm{vh}}(\tau) & \boldsymbol{J}^{ij}_{\mathrm{vv}}(\tau) \end{bmatrix} = \left\langle \begin{bmatrix} E^{\mathrm{h}}_i(t) \\ E^{\mathrm{v}}_i(t) \end{bmatrix} [E^{\mathrm{h}}_j(t-\tau)\ E^{\mathrm{v}}_j(t-\tau)]^* \right\rangle$$

为天线平面内互相关矩阵,

$$\boldsymbol{J}^{IJ}(\tau) = \begin{bmatrix} \boldsymbol{J}^{ij}_{\mathrm{HH}}(\tau) & \boldsymbol{J}^{ij}_{\mathrm{HV}}(\tau) \\ \boldsymbol{J}^{ij}_{\mathrm{VH}}(\tau) & \boldsymbol{J}^{ij}_{\mathrm{VV}}(\tau) \end{bmatrix} = \left\langle \begin{bmatrix} E^{\mathrm{H}}_i(t) \\ E^{\mathrm{V}}_i(t) \end{bmatrix} E^{\mathrm{H}}_j(t-\tau)\ E^{\mathrm{V}}_j(t-\tau)]^* \right\rangle$$

为地物平面内互相关矩阵. 式 (15) 确定了天线平面与地物平面内互相关矩阵的关系, 是干涉式极化综合孔径辐射计的一个基本方程. 同理, 地物平面内电压的自相关矩阵 $\boldsymbol{J}^{I}(\tau)$ 与天线平面内电压的自相关矩阵 $\boldsymbol{J}^{i}(\tau)$ 的关系为

$$\boldsymbol{J}^{i}(\tau) = \boldsymbol{R}\boldsymbol{J}^{I}(\tau)\boldsymbol{R}^{\mathrm{T}}. \tag{16}$$

其中,

$$\boldsymbol{J}^{i}(\tau) = \left\langle \begin{bmatrix} E^{\mathrm{h}}_i(t) \\ E^{\mathrm{v}}_i(t) \end{bmatrix} [E^{\mathrm{h}}_i(t-\tau)\ E^{\mathrm{v}}_i(t-\tau)]^* \right\rangle$$

为天线平面内自相关矩阵,

$$\boldsymbol{J}^{I}(\tau) = \left\langle \begin{bmatrix} E^{\mathrm{H}}_i(t) \\ E^{\mathrm{V}}_i(t) \end{bmatrix} [E^{\mathrm{H}}_i(t-\tau)\ E^{\mathrm{V}}_i(t-\tau)]^* \right\rangle$$

为地物平面内自相关矩阵.

地物平面内 $1\,\Omega$ 的介质阻抗对应电压的自相关矩阵为 [11]

$$\boldsymbol{J}^{I}(\tau) = \frac{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{ph}}}{\lambda_0^2}\frac{\mathrm{d}a}{r^2}\delta(\tau)\boldsymbol{e}^{I}, \tag{17}$$

其中, $k_{\mathrm{B}} = 1.38\times10^{-23}\,\mathrm{J\cdot K^{-1}}$ 是波尔兹曼常数. T_{ph} 为物理温度, r 为地物目标到天线的距离,

$$\boldsymbol{e}^{I} = \begin{bmatrix} e^{\mathrm{HH}}(\theta,\phi) & e^{\mathrm{HV}}(\theta,\phi) \\ e^{\mathrm{VH}}(\theta,\phi) & e^{\mathrm{VV}}(\theta,\phi) \end{bmatrix}$$

为地物平面内极化谱发射率矩阵. 将式 (17) 代入式 (16) 得到

$$\boldsymbol{J}^{i}(\tau) = \frac{k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{ph}}}{\lambda_0^2}\frac{\mathrm{d}a}{r^2}\delta(\tau)\boldsymbol{e}^{i}, \tag{18}$$

其中,

$$\boldsymbol{e}^{i} = \begin{bmatrix} e^{\mathrm{hh}}(\theta,\phi) & e^{\mathrm{hv}}(\theta,\phi) \\ e^{\mathrm{vh}}(\theta,\phi) & e^{\mathrm{vv}}(\theta,\phi) \end{bmatrix}$$

为天线平面内极化谱发射率矩阵, 满足

$$\boldsymbol{e}^{i} = \boldsymbol{R}\boldsymbol{e}^{I}\boldsymbol{R}^{\mathrm{T}}.$$

所以将式 (18) 代入式 (6) 中, 得到

$$\begin{aligned} \Gamma_{v_i^{\mathrm{p}}v_i^{\mathrm{q}}}(\tau) =& \frac{k_{\mathrm{B}}}{4\pi}\sqrt{G_i^{\mathrm{p}}G_j^{\mathrm{q}}}\int_0^{\pi/2}\int_0^{2\pi} F^{\mathrm{p}}_{\mathrm{n},j}(\theta,\phi)\cdot \\ & F^{\mathrm{q}^*}_{\mathrm{n},j}(\theta,\phi)T_{\mathrm{ph}}(\theta,\phi)\cdot \\ & e^{\mathrm{pq}}(\theta,\phi)\delta\Big(\tau - \frac{\Delta r}{c}\Big)\sin\theta\mathrm{d}\phi\mathrm{d}\theta. \end{aligned} \tag{19}$$

其中,

$$\sin\theta\mathrm{d}\phi\mathrm{d}\theta = \frac{\mathrm{d}a}{r^2}.$$

令

$$\xi = \sin\theta\cos\varphi, \quad \eta = \sin\theta\sin\varphi$$

为方向余弦,

$$u=\frac{x_j-x_i}{\lambda_0},\quad v=\frac{y_j-y_i}{\lambda_0}$$

为归一化基线分量, 则在方向余弦坐标系中天线输出端电压的极化互相关为

$$\begin{aligned}&\Gamma_{v_i^{\mathrm{p}}v_i^{\mathrm{q}}}(\tau)=\\&\frac{k_{\mathrm{B}}}{4\pi}\sqrt{G_i^{\mathrm{p}}G_j^{\mathrm{q}}}\iint_{\xi^2+\eta^2\leqslant 1}F_{\mathrm{n},i}^{\mathrm{p}}(\xi,\eta)F_{\mathrm{n},j}^{\mathrm{q}^*}(\xi,\eta)\cdot\\&\frac{T_{\mathrm{ph}}(\xi,\eta)\boldsymbol{e}^{\mathrm{pq}}(\xi,\eta)}{\sqrt{1-\xi^2-\eta^2}}\delta\Big(\tau-\frac{u\xi+v\eta}{f_0}\Big)\mathrm{d}\xi\mathrm{d}\eta.\end{aligned}\tag{20}$$

1.2 极化亮温

这里引入极化亮温的概念 [12], 极化亮温从通常使用的单极化温度扩展而来, 定义为

$$\boldsymbol{T}_{\mathrm{B}}^{\mathrm{pq}}(\xi,\eta)=T_{\mathrm{ph}}(\xi,\eta)\boldsymbol{e}^{\mathrm{pq}}(\xi,\eta).\tag{21}$$

其中, 上标 pq 表示天线平面内极化, $\boldsymbol{e}^{\mathrm{pq}}(\xi,\eta)$ 表示天线平面内极化谱发射率矩阵. 同理, 地物平面内极化亮温为

$$\boldsymbol{T}_{\mathrm{B}}^{\mathrm{PQ}}(\xi,\eta)=T_{\mathrm{ph}}(\xi,\eta)\boldsymbol{e}^{\mathrm{PQ}}(\xi,\eta).\tag{22}$$

如果辐射计工作在全极化模式, 地物平面内极化亮温 $\boldsymbol{T}_{\mathrm{B}}^{\mathrm{PQ}}(\xi,\eta)$ 与天线平面内极化亮温 $\boldsymbol{T}_{\mathrm{B}}^{\mathrm{pq}}(\xi,\eta)$ 的关系为

$$\boldsymbol{T}_{\mathrm{B}}^{\mathrm{pq}}=\boldsymbol{R}\boldsymbol{T}_{\mathrm{B}}^{\mathrm{PQ}}\boldsymbol{R}^{\mathrm{T}}.\tag{23}$$

将式 (23) 展开, 得到

$$\begin{bmatrix}T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{hh}}(\xi,\eta)\\T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{hv}}(\xi,\eta)\\T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{vh}}(\xi,\eta)\\T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{vv}}(\xi,\eta)\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}A^2&AB&AB&B^2\\-AB&A^2&-B^2&AB\\-AB&-B^2&A^2&AB\\B^2&-AB&-AB&A^2\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{HH}}(\xi,\eta)\\T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{HV}}(\xi,\eta)\\T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{VH}}(\xi,\eta)\\T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{VV}}(\xi,\eta)\end{bmatrix}.\tag{24}$$

其中, $T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{vv}}$ 和 $T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{hh}}$ 表示天线平面内垂直极化和水平极化的亮温, $T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{vh}}$ 和 $T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{hv}}$ 表示天线平面内交叉极化的亮温.

$$\begin{bmatrix}A^2&AB&AB&B^2\\-AB&A^2&-B^2&AB\\-AB&-B^2&A^2&AB\\B^2&-AB&-AB&A^2\end{bmatrix}=\boldsymbol{M}$$

为地物平面到天线平面极化亮温的变换矩阵, 满足

$$\begin{aligned}&\boldsymbol{M}\boldsymbol{M}^{\mathrm{T}}=\boldsymbol{I},\\&|\boldsymbol{M}|=1.\end{aligned}\tag{25}$$

如果辐射计工作在双极化模式, 即只测量天线极化亮温矩阵的对角线部分, 则式 (24) 可简化为

$$\begin{bmatrix}T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{hh}}(\xi,\eta)\\T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{vv}}(\xi,\eta)\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}A^2&B^2\\B^2&A^2\end{bmatrix}\begin{bmatrix}T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{HH}}(\xi,\eta)\\T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{VV}}(\xi,\eta)\end{bmatrix}.\tag{26}$$

1.3 FPIR 的极化可视度函数

FPIR 系统由天线阵列、接收机和相关器等组成 [13], 两单元原理如图 2 所示. 在顺轨方向, 天线方向图为真实孔径线阵形成窄波束. 在交轨方向, 天线方向图由通常的扇形变成圆锥面, 每个像素的入射角 α 相同.

因为地物目标位于天线的远场, 即基线长度 d_{ij} 满足 $d_{ij}\ll r_i$ 和 $d_{ij}\ll r_j$, 所以 $\theta_i=\theta_j=\theta(\theta$ 为常数). 则辐射源到两个接收天线 i 和 j 的时间差

$$\Delta\tau=\frac{\Delta r}{c}=-\frac{d_{ij}\sin\theta\sin\phi}{\lambda_0 f_0}=-\frac{u_{ij}\xi}{f_0}.\tag{27}$$

其中, $\xi=\sin\theta\sin\phi$, $u_{ij}=d_{ij}/\lambda_0$. 所以极化复可视度函数 $V^{\mathrm{pq}}(u_{ij})$ 可表示为 [2,14]

$$\begin{aligned}V^{\mathrm{pq}}(u_{ij})=&\Gamma_{v_i^{\mathrm{p}}v_i^{\mathrm{q}}}(0)=\\&\int_{-\sin\theta}^{\sin\theta}\frac{T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{pq}}(\xi)-\delta^{\mathrm{pq}}T_{\mathrm{r}}}{\sqrt{\sin^2\theta-\xi^2}}F_{\mathrm{n},i}^{\mathrm{p}}(\xi)\cdot\\&F_{\mathrm{n},j}^{\mathrm{q}^*}(\xi)\tilde{r}_{ij}\Big(-\frac{u_{ij}\xi}{f_0}\Big)\exp(-\mathrm{j}\cdot 2\pi u_{ij}\xi)\mathrm{d}\xi.\end{aligned}\tag{28}$$

式中, T_{r} 为接收机的物理温度; $\tilde{r}_{ij}(\Delta\tau)$ 称为条纹洗涤 (fringe washing) 函数, 取决于辐射源到达两个接收天线 i 和 j 的时间差 $\Delta\tau$ 和信道的归一化频率响应. 为了简化, 令 $\zeta=\xi/\sin\theta=\sin\phi$, 则式 (28) 可以写为

$$\begin{aligned}V^{\mathrm{pq}}(u_{ij})=&\\&\int_{-1}^{1}\frac{T_{\mathrm{B}}^{\mathrm{pq}}(\zeta)-\delta^{\mathrm{pq}}T_{\mathrm{r}}}{\sqrt{1-\zeta^2}}F_{\mathrm{n},i}^{\mathrm{p}}(\zeta)F_{\mathrm{n},j}^{\mathrm{q}^*}(\zeta)\cdot\\&\tilde{r}_{ij}\Big(-\frac{u_{ij}\zeta}{f_0}\Big)\exp(-\mathrm{j}\cdot 2\pi u_{ij}\zeta)\mathrm{d}\zeta.\end{aligned}\tag{29}$$

2 FPIR 的极化模式

与常规单极化综合孔径微波辐射计不同, 全极化综合孔径微波辐射计要求所有基线都能够输出全极化信息 (VV, HH, VH, HV). 常规一维单极化综合孔径辐射计的稀疏阵列布局能够满足基线覆盖的要求. 如果稀疏阵列中每个天线单元都具有两个极化输出, 则该阵列能够很容易获得双极化基线覆盖 (VV, HH), 即将所有天线单元切换到水平极化, 获得所有基线的 HH 极化; 将所有天线单元切换到垂直极化, 获得所有基线的 VV 极化. 然而对于 VH 和 HV 极化而言, 实现所有基线的覆盖并不容易. 需要注意的是, 为了获得全极化信息, 需要对天线进行极化切换, 而极化切换是一种分时测量技术, 切换次数越多, 对积分时间的利用率越低, 辐射计测量的灵敏度越差. 此外, 当卫星运动时, 利用极化切换序列顺序获取四种极化状态会造成信息的空间去相关. 根据奈奎斯特定理, 只要完成极化切换的时间不超出卫星飞跃一个像素的时间, 极化信息可以近似完整地反演.

为了减轻系统的重量和功耗, FPIR 采用单通道接收机实现全极化测量的基本方法. 因此, 为了实现全极化测量, 综合孔径微波辐射计的阵列构型必须满足完整空间频率采样和最优极化切换序列两方面的要求. 最优极化序列是能够满足基线极化切换要求的最小冗余阵列, 与双通道辐射计相比, 这种极化切换的灵敏度损失是最小的 (损耗因子为 2). 一般情况下, 当天线阵列单元数相同时, 满足极化切换要求的阵列, 其最长基线小于单极化最小冗余阵列.

假设辐射计天线阵列每个天线单元都具有两个极化输出, 通过开关连接到单通道接收机上. 对于单通道接收机, 为了实现全极化信息采集, 需要一个四步的开关切换, 获得三种不同的开关切换序列, 即 α 为 v, v, h, h; β 为 v, h, v, h; γ 为 h, v, v, h. 可将反向序列 $\bar{\alpha}$ 为 h, h, v, v; $\bar{\beta}$ 为 h, v, h, v; $\bar{\gamma}$ 为 v, h, h, v 看为是与 α, β, γ 相同的序列, 这是因为在基线中进行序列组合时 $\bar{\alpha}$, $\bar{\beta}$, $\bar{\gamma}$ 可以被 α, β, γ 完全取代. 如果辐射计每个接收机提供至少一个非冗余基线, 则最优极化序列满足以下要求 [12].

(1) 对于每条非冗余基线, 为一对接收机分配不同的开关切换序列.

(2) 对于每条冗余基线, 为一对接收机分配不同的开关切换序列, 为其余对接收机分配任意的开关切换序列.

有两种稀疏天线阵列, 能够满足全极化信息获取和所有基线极化覆盖的要求.

2.1 第一种稀疏天线阵列

在第一种稀疏天线阵列中, 每个单元天线都具有双极化输出且极化相位中心重合. 每个单元天线的两

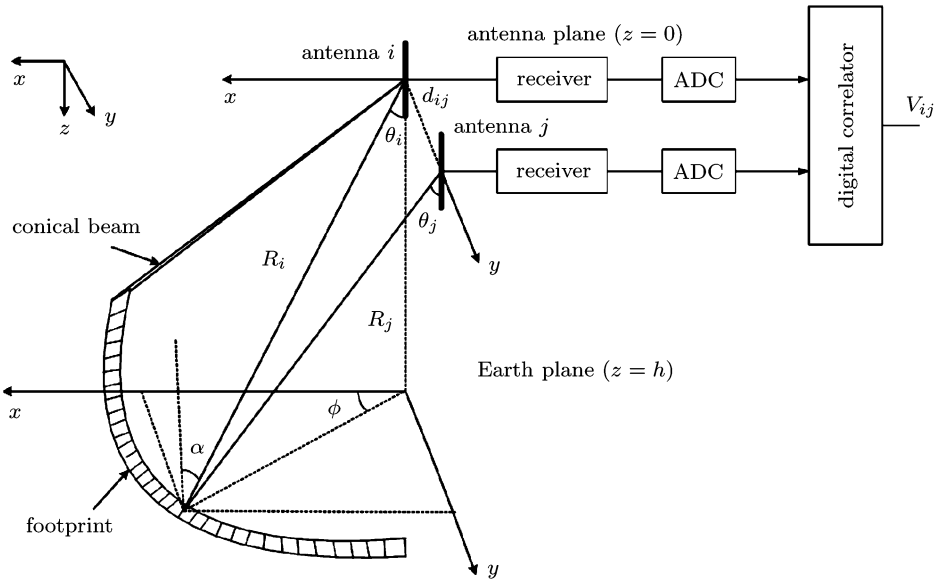

图 2 FPIR 系统的两单元原理

Fig. 2 Schematic diagram of FPIR

个极化输出通过开关连接到同一个接收机. 这种方法保证了接收机数目不会由于极化接收而加倍, 从而极大减轻了整个设备的体积、重量和功耗. 设计的由双极化单元天线构成的稀疏阵列布局如图 3 所示, 图中三种颜色对应三种不同的极化切换序列, 如表 1 所示.

为了覆盖所有基线极化, 系统工作时序分为以下四步.

(1) 红、黑、蓝色的天线单元分别指向 V, V, V 极化, 实现所有 VV 极化信息的采集.

(2) 红、黑、蓝色的天线单元分别指向 V, H, H 极化. 基线的覆盖范围为

HV: 1, 2, 3;

VH: 5, 6, 7, 10, 11, 12, 14, 15, 16, 18, 19, 20;

HH: 4, 8, 9, 13, 17, 21.

(3) 红、黑、蓝色的天线单元分别指向 H, V, H 极化. 基线的覆盖范围为

HV: 5, 6, 7, 10, 11, 12;

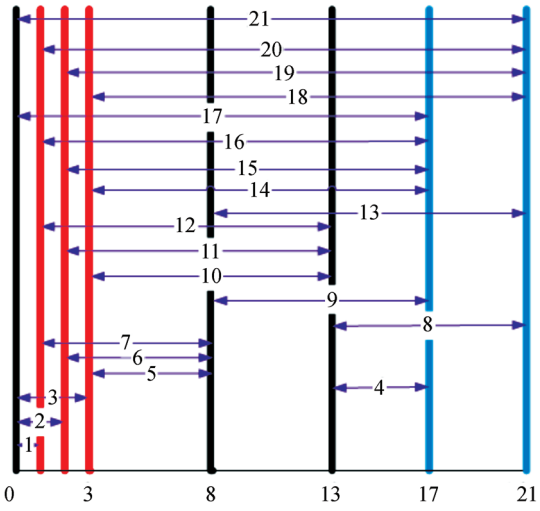

图 3 由双极化单元天线构成的稀疏阵列

Fig. 3 Sparse array composed of dual-polarized antenna elements

VH: 1, 2, 3, 4, 8, 9, 13, 17, 21;

HH: 14, 15, 16, 18, 19, 20.

(4) 红、黑、蓝色的天线单元分别指向 H, H, V 极化. 基线的覆盖范围为

HV: 4, 8, 9, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21;

HH: 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 10, 11, 12.

以上第一步完成了所有基线 VV 的信息采集, 积分时间为 τ. 第二、三、四步, 共同完成了所有基线 HH, VH, HV 的信息采集, 积分时间为 $\tau/3$. 将下一个 2τ 周期内的极化颠倒, 极化切换序列列于表 2. 此时, 在的周期内, VV, HH 极化信息的积分时间为 $4\tau/3$, 而 HV, VH 极化信息的积分时间为 $2\tau/3$. 由于交叉极化 HV, VH 的可视度函数是厄米共轭的, HV, VH 极化信息的积分时间可以相加得到交叉极化的积分时间, 为 $4\tau/3$. 因此, 在 FPIR 极化模式中, 水平极化、垂直极化和交叉极化亮温的灵敏度都是相同的, 从而最大限度避免了由于极化切换以及共享积分时间带来的灵敏度损失. 由于所有基线的全极化覆盖必须在卫星平台飞跃一个地面像素的周期 T 内完成, 所以 $\tau = T/4$.

2.2 第二种稀疏天线阵列

在第二种稀疏天线阵列中, 利用相互嵌套的两套独立稀疏阵列实现全极化信息的采集. 假设稀疏阵列中每个天线单元只能够工作于单极化模式, 为了获得所有基线的全部四种极化组合, 稀疏阵列中必须包含两种天线单元, 分别工作于水平极化和垂直极化模式. 阵列中所有水平极化天线单元必须满足水平极化信息的连续空间采样; 垂直极化天线单元必须满足垂直极化信息的连续空间采样; 水平极化天线单元与垂直极化天线单元之间的位置关系必须满足交叉极化信息的连续空间采样. 能够满足这一要求的嵌套式稀疏阵列设计如图 4 所示. 在图 4 中, 黑色线代表水平极化的天线单元, 红色线代表垂直极化的天线单

表 1 非均匀采集的极化开关次序

Table 1 Polarization switching sequence with non-uniform

	τ	$\tau/3$	$\tau/3$	$\tau/3$
红色天线	V	V	H	H
黑色天线	V	H	V	H
蓝色天线	V	H	H	V

表 2 均匀采集的极化开关次序

Table 2 Polarization switching sequence with the uniform

	τ	$\tau/3$	$\tau/3$	$\tau/3$	τ	$\tau/3$	$\tau/3$	$\tau/3$
红色天线	V	V	H	H	H	H	V	V
黑色天线	V	H	V	H	H	V	H	V
蓝色天线	V	H	H	V	H	V	V	H

元. 图 4 中每个接收机通过一个双路开关连接到水平极化天线和垂直极化天线.

为了覆盖所有基线极化, 系统工作时序分为以下四步.

(1) 所有开关切换到水平极化天线单元, 实现 HH 极化信息的空间频率域采集.

(2) 所有开关切换到垂直极化天线单元, 实现 VV 极化信息的空间频率域采集.

(3) 奇数编号的开关 1, 3, 5, 7, 9 打向水平极化天线单元, 偶数编号的开关 2, 4, 6, 8 打向垂直极化天线单元, 完成部分基线交叉极化信息的采集. 基线的覆盖范围为

HV: 1, 3, 4, 6, 11, 14, 16, 21;

VH: 2, 6, 9, 16, 19, 22.

(4) 第三步中所有开关打向相反方向, 完成另外一部分基线交叉极化信息的采集. 基线的覆盖范围为

HV: 2, 3, 8, 10, 12, 18, 20;

VH: 1, 3, 5, 7, 8, 13, 15, 17, 20, 22.

对于同一场景, 同一基线的 HV 和 VH 极化是相同的, 则 HV 和 VH 信息只获取其一即可. 结合第三步和第四步共同完成了交叉极化信息的空间频率域采集, 其中有些基线是冗余的. 进而结合第一步和第二步就完成了全部基线极化信息的采集. 假设工作时序中每步的持续时间都为 τ, 则在 4τ 的周期内, 水平极化、垂直极化和交叉极化的积分时间都为 τ.

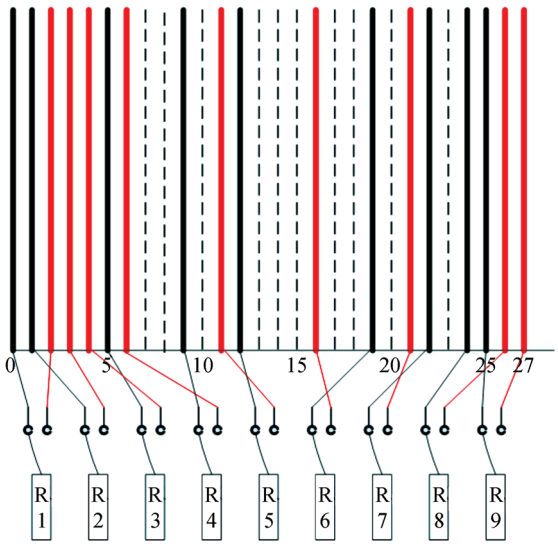

图 4 相互嵌套的两套独立稀疏阵列

Fig. 4 Interlaced dual independent sparse array

有 τ 的积分时间的损失, 这是因为第三步和第四步虽然共同完成了交叉极化信息的采集, 但是只完成了部分 HH 和 VV 信息的采集, 没有增加 HH 或者 VV 极化的积分时间. 积分时间的损失是第二种稀疏天线阵列的缺点之一, 因此, 采用第二种稀疏天线阵列时应该在降低积分时间损失与提高交叉极化亮温灵敏度之间权衡.

2.3 两种稀疏天线阵列的比较

以上两种稀疏天线阵列设计方案各有优缺点. 对于第一种天线阵列, 即由双极化单元天线构成的稀疏阵列, 优点是天线单元数少, 天线间互耦的影响小; 缺点是双极化单元天线在工程上实现难度大, 天线加工水平难以满足设计要求. 对于第二种天线阵列, 即相互嵌套的两套独立稀疏阵列, 优点是单极化单元天线在工程上容易实现, 技术成熟度高; 缺点是天线单元数多, 天线间互耦的影响比较大, 同时会造成积分时间的损失.

值得注意的是, 为了获得零基线处的全极化信息, 上述两种稀疏天线阵列都要求有一个特殊设计的双通道全极化接收单元. 单元天线的两个极化输出分别连接到双通道的接收机, 从而获得零基线的全极化信息.

3 结语

FPIR 是一套高分辨率、轻量化、低功耗的 X 波段微波辐射计, 与传统一维综合孔径辐射计相比, FPIR 的优点在于全极化信息获取、圆锥面天线波束和两点定标等.

根据全极化综合孔径辐射计的极化理论并将其应用于 FPIR 系统, 推导得到了 FPIR 的极化可视度函数. 提出 FPIR 系统可采用两种不同的稀疏天线阵列来获取全极化信息. 对于每种稀疏天线阵列, 设计了最优极化切换序列. 除使得灵敏度的损失最小以外, 设计的极化切换序列还使得水平极化、垂直极化和交叉极化亮温的灵敏度相同. 对于两种稀疏天线阵列的优缺点, 未来将会获得进一步的验证结果.

参考文献

[1] Dong Xiaolong, Wu Ji, Jiang Jingshan. New developments of the passive microwave remote sensing

technologies—synthetic aperture microwave radiometer and full polarized parameter microwave radiometer [J]. *Modern Radar*, 2001, **23**(4):73-78. In Chinese (董晓龙, 吴季, 姜景山. 被动微波遥感技术的新发展综合孔径微波辐射计和全极化参量微波辐射计 [J]. 现代雷达, 2001, **23**(4):73-78)

[2] Ruf S C, Swift T C, Tanner B A, *et al*. Interferometric synthetic aperture microwave radiometry for the remote sensing of the Earth [J]. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 1988, **26**(5):597-611

[3] Mecklenburg S, Drusch M, Kerr Y H, *et al*. ESA's soil moisture and ocean salinity mission: mission performance and operations [J]. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 2012, **50**(5):1354-1366

[4] Liu Hao, Wu Ji, Zhang Shenwei, *et al*. Conceptual design and breadboarding activities of Geostationary Interferometric Microwave Sounder (GIMS) [C]//Proceedings of IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium 2009. Washington D C: IEEE Computer Society, 2009: 2341-2344

[5] Wu Ji, Sun Weiying, Zheng Jianhua, *et al*. Imaging interplanetary CMEs at radio frequency from solar polar orbit [J]. *Adv. Space Res.*, 2011, **48**(5):943-954

[6] Yan Jingye, Wu Ji, Neira M M. FPIR: A one dimensional full polarization interferometric radiometer [C]//Proceedings of IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium 2007. Washington D C: IEEE Computer Society, 2007: 4408-4411

[7] Yan Jingye, Wu Ji, Liu Hao, *et al*. Conical beam interferometer: FPIR concept and development [C]// Proceedings of IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium 2009. Washington D C: IEEE Computer Society, 2009: 2333-2336

[8] McMullan D K, Brown A M, Neira M M, *et al*. SMOS: The payload [J]. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 2008, **46**(3):594-605

[9] Ludwig A C. The definition of cross polarization [J]. *IEEE Trans. Antenn. Propag.*, 1973, **21**(1):116-119

[10] Ribo S, Neira M M. Faraday rotation correction in the polarimetric mode of MIRAS [J]. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 2004, **42**(7):1405-1410

[11] Sala A. Radiant Properties of Materials [M]. New York: Elsevier Science Pub, 1985: 32-148

[12] Neira M M, Ribo S, Polegre M J. Polarimetric mode of MIRAS [J]. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 2002, **40**(8):1755-1768

[13] Yan Jingye, Wu Ji, Neira M M, *et al*. FPIR: The demonstrator and first image [C]//Proceedings of IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium 2010. Washington D C: IEEE Computer Society, 2010: 4298-4301

[14] Corbella I, Duffo N, Ilossera V N, *et al*. The visibility function in interferometric aperture synthesis radiometry [J]. *IEEE Trans.n Geosci. Remote Sens.*, 2004, **42**(8):1677-1682