

基于 MoM-PO 的各向异性阻抗面电磁散射研究

余定峰^① 何思远^{*①} 何洋^① 朱国强^① 殷红成^② 邓方顺^③

^①(武汉大学电子信息学院 武汉 430072)

^②(电磁散射重点实验室 北京 100854)

^③(中国船舶重工集团第722研究所 武汉 430079)

摘要: 该文基于阻抗边界条件(IBC),采用矩量法-物理光学(MoM-PO)混合算法,研究了3维各向异性阻抗面的电磁散射特性。根据表面等效原理,将空间散射场等效为 MoM 区和 PO 区电磁流的辐射场,感应电磁流以3维 RWG (Rao-Wilton-Glisson)矢量基函数展开。以表面阻抗并矢表征电磁参数,给出典型各向异性阻抗面目标的电磁仿真算例,结果与 Mie 级数等精确解吻合良好,显示了该方法的有效性。

关键词: 电磁散射; 各向异性; 阻抗边界条件; 矩量法-物理光学混合算法

中图分类号: TN011

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2012)07-1755-05

DOI: 10.3724/SP.J.1146.2011.01241

Analysis of the Electromagnetic Scattering for Anisotropic Impedance Surface Based on MoM-PO Method

Yu Ding-feng^① He Si-yuan^① He Yang^①

Zhu Guo-qiang^① Yin Hong-cheng^② Deng Fang-shun^③

^①(School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

^②(Science and Technology on Electromagnetic Scattering Laboratory, Beijing 100854, China)

^③(Wuhan Maritime Communication Research Institute, Wuhan 430079, China)

Abstract: Based on Impedance Boundary Condition (IBC), a Method of Moments-Physical Optics (MoM-PO) hybrid method is proposed for modeling the electromagnetic scattering from three-dimensional (3-D) anisotropic impedance surface. The surface equivalence principle is adopted while the scattering can be replaced by the radiation of surface electromagnetic currents in the MoM-and the PO-region, with the current expanded by 3-D Rao-Wilton-Glisson (RWG) vector basis functions. The simulation of target coated with anisotropic material is performed with the electromagnetic parameters characterized by the surface impedance dyadic, while the numerical results agree well with the exact solutions such as Mie series, which shows the validity of the proposed method.

Key words: Electromagnetic scattering; Anisotropic; Impedance Boundary Condition (IBC); Method of Moments-Physical Optics (MoM-PO) hybrid method

1 引言

将雷达吸波材料涂覆于目标表面实现目标雷达散射截面(RCS)的缩减在军事领域具有重要的意义,是雷达对抗中的关键技术之一。3维各向异性材料涂覆目标的电磁散射有两种不同建模方法,一种直接以 $\bar{\epsilon}$ 或 $\bar{\mu}$ 张量表征材料的电磁参数,进而考察该材料与理想导电(PEC)目标的复合散射^[1-4],应

用非常广泛,但在处理高频绕射等问题时碰到困难;另一种则将薄层材料涂覆目标这种复合结构等效为阻抗面,采用表面阻抗并矢来表征其电磁参数,大大简化散射电磁场的求解过程^[5-10]。文献[7,8]在阻抗面电磁散射方面做了大量前瞻性工作,给出了 $\bar{\epsilon}$, $\bar{\mu}$ 张量表征的各向同性材料涂覆于目标表面得到的复合结构的等效表面阻抗并矢的表达式及其适用条件,是我们的研究工作的基石。Pelosi等人^[9]提出了一种PO方法用于分析各向异性平面结构目标的散射,但高频方法适用于电大尺寸问题,且未作各向异性非平面结构目标方面的研究。文献[10]提出各向异性材料涂覆导电目标电磁散射问题的MoM解决方案,但随着目标电尺寸的增大,极大的计算时间

2011-11-28收到,2012-02-29改回

国家自然科学基金(60671040,61001059),中央高校基本科研业务费专项资金,教育部博士研究生学术新人奖(5052011207017)和中国博士后基金资助课题

*通信作者: 何思远 SiyuanHe@whu.edu.cn

和内存需求往往超出计算机的承受能力。Jakobus 将 MoM-PO 方法应用到具有介质涂层结构的金属面目标电磁问题研究^[11]，但由于未能解决介质面上 MoM 区与 PO 区之间的耦合问题而只得将介质部分都划归 PO 区。

本文首次将基于阻抗边界条件的 MoM-PO 混合方法应用于各向异性阻抗面目标电磁散射问题，并充分考虑 MoM 区与 PO 区之间的耦合作用。根据表面等效原理，将空间散射场等效为 MoM 区和 PO 区电磁流的辐射场，感应电磁流以 3 维 RWG 矢量基函数展开，选用表面电场积分方程简单地处理任意形状阻抗面目标的电磁散射问题。其中介质 MoM 区和介质 PO 区耦合作用的引入，有效地补充了 Jakobus 的工作。

2 算法原理

2.1 阻抗面散射混合方法表述

如图 1 所示，在目标表面小面元上建立局部参考坐标系 (x, y, z) ，其中 x, y 为目标表面的两个切向单位矢量， z 为外法线方向单位矢量。各向异性材料的光轴方向矢量设为 u 和 v ，其中 u 轴与 x 轴夹角为光轴偏角 ξ 。

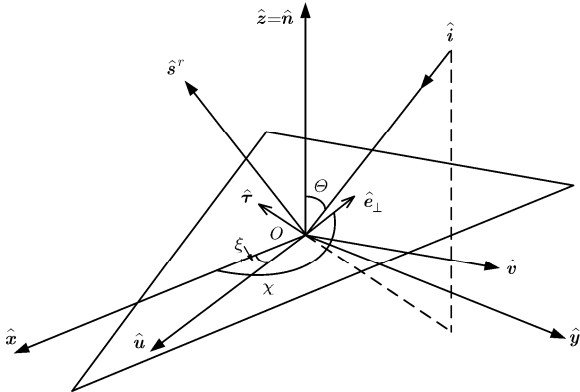


图 1 局部坐标系和各向异性光轴示意

对于任意形状的 3 维阻抗面，其任意主轴分布的表面阻抗并矢为 $\bar{\eta} = Z_0(\eta_{11}\hat{x}\hat{x} + \eta_{12}\hat{x}\hat{y} + \eta_{21}\hat{y}\hat{x} + \eta_{22}\hat{y}\hat{y})$ ，写成矩阵形式为^[12]

$$\bar{\eta} = Z_0 \begin{bmatrix} \eta_{11} & \eta_{12} \\ \eta_{21} & \eta_{22} \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中 $\eta_{11} = Z_u \cos^2 \xi + Z_v \sin^2 \xi$ ， $\eta_{22} = Z_u \sin^2 \xi + Z_v \cos^2 \xi$ ， $\eta_{12} = \eta_{21} = (Z_u - Z_v) \sin \xi \cos \xi$ ， Z_0 为自由空间波阻抗。

前苏联学者 Leontovich 提出的阻抗边界条件适用于非理想导体或有耗涂层的理想导体与周围媒质的界面上，它可以表示为

$$\hat{n} \times (\hat{n} \times \mathbf{E}) = -\bar{\eta} \cdot (\hat{n} \times \mathbf{H}) \quad (2)$$

在目标的表面边界上应用等效原理，薄层介质涂层导电目标可等效为阻抗面上的等效电流源 \mathbf{J} 和

磁流源 \mathbf{M} 散射电磁场的问题。这组等效源满足

$$\mathbf{J} = \hat{n} \times \mathbf{H}, \quad \mathbf{M} = \mathbf{E} \times \hat{n} \quad (3)$$

依据散射叠加定理得

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^i + \mathbf{E}^s \quad (4)$$

联立式(2)-式(4)得

$$\mathbf{M} = (\bar{\eta} \cdot \mathbf{J}) \times \hat{n} \quad (5)$$

$$\hat{n} \times (\mathbf{E}^i + \mathbf{E}^s - \bar{\eta} \cdot \mathbf{J}) = \mathbf{0} \quad (6)$$

为实现 MoM-PO 算法，首先要将整个求解区域合理地划分为 MoM 区和 PO 区。考虑到有限长各向同性阻抗劈边缘的高频电磁散射问题已得到有效解决^[7]，但有限长各向异性阻抗劈边缘暂时未见到有效的高频渐近解，因此在分区时尽可能将散射体上的边、角等不连续区域划归 MoM 区，而把光滑、连续的区域划归 PO 区，对于曲率无明显变化的目标，则可以将散射贡献较大的少量区域划归 MoM 区，从而有效提高该混合算法的求解精度。空间散射场 \mathbf{E}^s 可等效为 MoM 区和 PO 区电磁流的辐射场(时谐因子 $e^{j\omega t}$)

$$\mathbf{E}^s = \mathbf{L}_E^e(\mathbf{J}^{\text{MM}}) + \mathbf{L}_E^m(\mathbf{M}^{\text{MM}}) + \mathbf{L}_E^e(\mathbf{J}^{\text{PO}}) + \mathbf{L}_E^m(\mathbf{M}^{\text{PO}}) \quad (7)$$

其中

$$\mathbf{L}_E^e(\mathbf{X}) = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla \iint_S (\nabla' \cdot \mathbf{X}) G ds' - j\omega\mu_0 \iint_S \mathbf{X} G ds'$$

$$\mathbf{L}_E^m(\mathbf{X}) = -\nabla \times \iint_S \mathbf{X} G ds', \quad G = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$$

电流用 RWG 基函数展开得

$$\mathbf{J}^{\text{MM}} = \sum_{n=1}^{N^{\text{MM}}} J_n^{\text{MM}} \mathbf{f}_n, \quad \mathbf{J}^{\text{PO}} = \sum_{k=1}^{K^{\text{PO}}} J_k^{\text{PO}} \mathbf{f}_k \quad (8)$$

则磁流为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{M}^{\text{MM}} &= \sum_{n=1}^{N^{\text{MM}}} J_n^{\text{MM}} [(\bar{\eta}_n \cdot \mathbf{f}_n) \times \hat{n}_n] \\ \mathbf{M}^{\text{PO}} &= \sum_{k=1}^{K^{\text{PO}}} J_k^{\text{PO}} [(\bar{\eta}_k \cdot \mathbf{f}_k) \times \hat{n}_k] \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 N^{MM} , K^{PO} 分别为 MoM 区、PO 区基函数数目。

先利用 MoM 区与 PO 区的耦合作用建立 MoM 区与 PO 区电流之间的联系，具体过程如 2.2 节所述。然后在 MoM 区，联立边界条件和电场积分方程，采用 Galerkin 匹配法得到矩阵方程，求解该矩阵方程得 MoM 电流展开系数，则 MoM 磁流和 PO 电磁流易于得到，具体过程如 2.3 节所述。

2.2 PO 区电流表述

定义入射波单位矢量 \hat{i} 与面元外法向单位矢量 \hat{n} 构成的平面为入射平面，指定垂直极化方向和平行极化方向分别为入射电场相对于入射平面的垂直方向和水平方向。反射波单位矢量为 \hat{s}^r ，令反射电场的垂直极化方向与入射电场垂直极化方向一致。

则有

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}^{\text{ipO}} &= E_{\perp}^{\text{ipO}} \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^i + E_{//}^{\text{ipO}} \hat{\mathbf{e}}_{//}^i \\ \mathbf{H}^{\text{ipO}} &= H_{\perp}^{\text{ipO}} \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^i + H_{//}^{\text{ipO}} \hat{\mathbf{e}}_{//}^i \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中

$$\hat{\mathbf{e}}_{\perp}^i = \mathbf{e}_{\perp}^r = \hat{\mathbf{e}}_{\perp} = \frac{\hat{\mathbf{i}} \times \hat{\mathbf{n}}}{|\hat{\mathbf{i}} \times \hat{\mathbf{n}}|}, \quad \hat{\mathbf{e}}_{//}^i = \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^i \times \hat{\mathbf{i}}, \quad \hat{\mathbf{e}}_{//}^r = \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^r \times \hat{\mathbf{s}}^r$$

根据 Leontovich 阻抗边界条件得

$$\begin{bmatrix} E_x^{\text{PO}} \\ E_y^{\text{PO}} \end{bmatrix} = \bar{\bar{\boldsymbol{\eta}}} \cdot \begin{bmatrix} -H_y^{\text{PO}} \\ H_x^{\text{PO}} \end{bmatrix} \quad (11)$$

引入并矢反射系数 $\bar{\bar{\mathbf{R}}}_E = R_{11} \hat{\mathbf{e}}_{//}^r \hat{\mathbf{e}}_{//}^i + R_{12} \hat{\mathbf{e}}_{//}^r \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^i + R_{21} \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^r \hat{\mathbf{e}}_{//}^i + R_{22} \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^r \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^i$, 满足 $\mathbf{E}^{\text{PO}} = \bar{\bar{\mathbf{R}}}_E \cdot \mathbf{E}^{\text{ipO}}$, 即

$$\begin{bmatrix} E_{//}^{\text{PO}} \\ E_{\perp}^{\text{PO}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{//}^{\text{ipO}} \\ E_{\perp}^{\text{ipO}} \end{bmatrix} \quad (12)$$

入射波矢量与面元法向夹角为 θ , 入射波在阻抗面内投影单位矢量 $\hat{\boldsymbol{\tau}} = \hat{\mathbf{n}} \times \hat{\mathbf{e}}_{\perp}$, 根据阻抗边界条件令

$$\begin{bmatrix} E_{\tau}^{\text{PO}} \\ E_{\perp}^{\text{PO}} \end{bmatrix} = \bar{\bar{\boldsymbol{\zeta}}} \cdot \begin{bmatrix} H_{\perp}^{\text{PO}} \\ H_{\tau}^{\text{PO}} \end{bmatrix}, \quad \bar{\bar{\boldsymbol{\zeta}}} = Z_0 \begin{bmatrix} \zeta_{11} & \zeta_{12} \\ \zeta_{21} & \zeta_{22} \end{bmatrix} \quad (13)$$

如图 1 所示定义角度 χ , 由几何关系得

$$\left. \begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{\tau}^{\text{PO}} \\ E_{\perp}^{\text{PO}} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} -\sin \chi & \cos \chi \\ \cos \chi & \sin \chi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^{\text{PO}} \\ E_y^{\text{PO}} \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} H_{\perp}^{\text{PO}} \\ H_{\tau}^{\text{PO}} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} \cos \chi & \sin \chi \\ -\sin \chi & \cos \chi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x^{\text{PO}} \\ H_y^{\text{PO}} \end{bmatrix} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

联立式(10)-式(14)得

$$\bar{\bar{\boldsymbol{\zeta}}} = \begin{bmatrix} -\sin \chi & \cos \chi \\ \cos \chi & \sin \chi \end{bmatrix} \cdot \bar{\bar{\boldsymbol{\eta}}} \cdot \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \chi & \sin \chi \\ -\sin \chi & \cos \chi \end{bmatrix}^{-1} \quad (15)$$

从而得到反射系数为

$$\left. \begin{aligned} R_{11} &= \frac{\zeta_{22} \cos^2 \theta - \zeta_{11} \zeta_{22} \cos \theta + \zeta_{12} \zeta_{21} \cos \theta - \cos \theta + \zeta_{11}}{\zeta_{22} \cos^2 \theta + \zeta_{11} \zeta_{22} \cos \theta - \zeta_{12} \zeta_{21} \cos \theta - \cos \theta - \zeta_{11}} \\ R_{12} &= \frac{-2\zeta_{12} \cos \theta}{\zeta_{22} \cos^2 \theta + \zeta_{11} \zeta_{22} \cos \theta - \zeta_{12} \zeta_{21} \cos \theta - \cos \theta - \zeta_{11}} \\ R_{21} &= \frac{-2\zeta_{21} \cos \theta}{\zeta_{22} \cos^2 \theta + \zeta_{11} \zeta_{22} \cos \theta - \zeta_{12} \zeta_{21} \cos \theta - \cos \theta - \zeta_{11}} \\ R_{22} &= \frac{\zeta_{22} \cos^2 \theta + \zeta_{11} \zeta_{22} \cos \theta - \zeta_{12} \zeta_{21} \cos \theta + \cos \theta + \zeta_{11}}{\zeta_{22} \cos^2 \theta + \zeta_{11} \zeta_{22} \cos \theta - \zeta_{12} \zeta_{21} \cos \theta - \cos \theta - \zeta_{11}} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

PO 区电流的表达式为

$$\begin{aligned} \mathbf{J}^{\text{PO}} &= \delta \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{H}^{\text{ipO}} + \mathbf{H}^{\text{PO}}) \\ &= \delta \hat{\mathbf{n}} \times (\hat{\mathbf{i}} \times \mathbf{E}^{\text{ipO}} + \hat{\mathbf{s}}^r \times \mathbf{E}^{\text{PO}}) / Z_0 \end{aligned} \quad (17)$$

式中 $\mathbf{E}^{\text{ipO}} = \mathbf{E}^{\text{inc}} + \mathbf{E}^{\text{sMM}}$, $\mathbf{E}^{\text{inc}} = E_{\perp}^{\text{inc}} \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^i + E_{//}^{\text{inc}} \hat{\mathbf{e}}_{//}^i$, $\mathbf{E}^{\text{sMM}} = \sum_{n=1}^{N^{\text{MM}}} J_n^{\text{MM}} \mathbf{E}_n^{\text{sMM}}$, $\mathbf{E}_n^{\text{sMM}} = \mathbf{L}_E^e(\mathbf{f}_n) + \mathbf{L}_E^n((\bar{\bar{\boldsymbol{\eta}}}_n \cdot \mathbf{f}_n) \times \hat{\mathbf{n}})$, δ 为照亮因子, 阴影区值为 0, 照亮区值为 1. 当激励源为外加电磁场时有 $\delta = \delta^{\text{inc}}$, 当激励源为 MoM 区散射场时有 $\delta = \delta^{\text{MM}}$.

运用点匹配法可导出 PO 区电流展开系数与入射场、MoM 区电流展开系数的关系. 匹配点取在 PO 区三角面元对的公共边的中点处, 定义 $\hat{\mathbf{t}}_k^+$ 和 $\hat{\mathbf{t}}_k^-$ 为 PO 区第 k 个公共边中点处垂直于该公共边的单位矢量, 如图 2 所示.

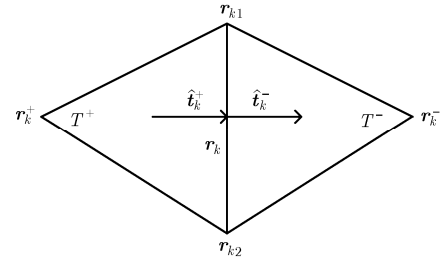


图 2 公共边上匹配点

\mathbf{r}_k^+ 和 \mathbf{r}_k^- 是与该公共边相对的三角形顶点, \mathbf{r}_{k1} 和 \mathbf{r}_{k2} 为该公共边的两个端点, $\mathbf{r}_k = (\mathbf{r}_{k1} + \mathbf{r}_{k2})/2$ 为该公共边的中点. 单位向量 $\hat{\mathbf{t}}_k^{\pm}$ 可由下式确定:

$$\hat{\mathbf{t}}_k^{\pm} = \mp \frac{(\mathbf{r}_{k2} - \mathbf{r}_{k1}) \times [(\mathbf{r}_{k2} - \mathbf{r}_{k1}) \times (\mathbf{r}_{k1} - \mathbf{r}_k^{\pm})]}{|(\mathbf{r}_{k2} - \mathbf{r}_{k1}) \times [(\mathbf{r}_{k2} - \mathbf{r}_{k1}) \times (\mathbf{r}_{k1} - \mathbf{r}_k^{\pm})]|} \quad (18)$$

单位向量 $\hat{\mathbf{t}}_k = (1/2)(\hat{\mathbf{t}}_k^+ + \hat{\mathbf{t}}_k^-)$ 具有如下性质:

$$\hat{\mathbf{t}}_k \cdot \mathbf{f}_n(\mathbf{r}_k) = \begin{cases} 1, & n = k \\ 0, & n \neq k \end{cases} \quad (19)$$

将式(8), 式(10), 式(12)代入式(17), 并用 $\hat{\mathbf{t}}_k$ 对等式的左右两边作点乘得

$$\bar{\mathbf{J}}^{\text{PO}} = \bar{\mathbf{J}}^{\text{inc}} + \bar{\mathbf{T}}^{\text{PO-MM}} \cdot \bar{\mathbf{J}}^{\text{MM}} \quad (20)$$

其中 $\bar{\mathbf{J}}^{\text{PO}} = [J_k^{\text{PO}}]$, $\bar{\mathbf{J}}^{\text{inc}} = [J_k^{\text{inc}}]$, $\bar{\mathbf{T}}^{\text{PO-MM}} = [T_{kn}^{\text{PO-MM}}]$, $\bar{\mathbf{J}}^{\text{MM}} = [J_n^{\text{MM}}]$, $J_k^{\text{inc}} = \hat{\mathbf{t}}_k \cdot \delta^{\text{inc}} \{[(1 - R_{22})E_{\perp}^{\text{inc}} - R_{21}E_{//}^{\text{inc}}] \cdot \cos \theta \hat{\mathbf{e}}_{\perp} + [R_{12}E_{\perp}^{\text{inc}} + (1 + R_{11})E_{//}^{\text{inc}}](\hat{\mathbf{n}}_k \times \hat{\mathbf{e}}_{\perp})\} / Z_0$, $T_{kn}^{\text{PO-MM}} = \hat{\mathbf{t}}_k \cdot \delta^{\text{MM}} \{[(1 - R_{22})\mathbf{E}_n^{\text{sMM}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^i - R_{21}\mathbf{E}_n^{\text{sMM}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{//}^i] \cos \theta \hat{\mathbf{e}}_{\perp} + [R_{12}\mathbf{E}_n^{\text{sMM}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{\perp}^i + (1 + R_{11})\mathbf{E}_n^{\text{sMM}} \cdot \hat{\mathbf{e}}_{//}^i](\hat{\mathbf{n}}_k \times \hat{\mathbf{e}}_{\perp})\} / Z_0$.

2.3 Galerkin 匹配法得 MoM 区矩阵方程

在 MoM 区, 式(6)可表示为

$$\hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{E}^{\text{MM}} + \mathbf{E}^{\text{sMM}} - \bar{\bar{\boldsymbol{\eta}}} \cdot \mathbf{J}^{\text{MM}}) = \mathbf{0} \quad (21)$$

采用试函数 \mathbf{f}_m ($m = 1, 2, \dots, N^{\text{MM}}$) 与基函数形式相同

的 Galerkin 匹配法, 得

$$\langle \mathbf{E}^{\text{MM}}, \mathbf{f}_m \rangle = \langle \bar{\boldsymbol{\eta}} \cdot \mathbf{J}^{\text{MM}}, \mathbf{f}_m \rangle - \langle \mathbf{E}^{\text{MM}}, \mathbf{f}_m \rangle \quad (22)$$

其中 $\langle \mathbf{f}, \mathbf{g} \rangle = \int_s \mathbf{f} \cdot \mathbf{g} ds$ 表示对两个矢量函数的内积的积分。 $\mathbf{E}^{\text{MM}} = \mathbf{E}^{\text{inc}} + \mathbf{E}^{\text{sPO}}$, $\mathbf{E}^{\text{sPO}} = \mathbf{L}_E^c(\mathbf{J}^{\text{PO}}) + \mathbf{L}_E^m(\mathbf{M}^{\text{PO}})$, $\mathbf{E}^{\text{MM}} = \mathbf{L}_E^c(\mathbf{J}^{\text{MM}}) + \mathbf{L}_E^m(\mathbf{M}^{\text{MM}})$ 。

联立式(8), 式(9), 式(20)和式(22)得

$$(\bar{\mathbf{Z}}^{\text{MM}} + \bar{\mathbf{Z}}^{\text{MM-PO}} \cdot \bar{\mathbf{T}}^{\text{PO-MM}}) \cdot \bar{\mathbf{J}}^{\text{MM}} = \bar{\mathbf{V}}^{\text{MM}} \quad (23)$$

其中 $\bar{\mathbf{Z}}^{\text{MM}} = [\mathbf{Z}_{mn}^{\text{MM}}]$ 为 MoM 区电流基自作用矩阵, 元素为 $\mathbf{Z}_{mn}^{\text{MM}} = \langle \bar{\boldsymbol{\eta}}_n \cdot \mathbf{f}_n, \mathbf{f}_m \rangle - \langle \mathbf{L}_E^c(\mathbf{f}_n) + \mathbf{L}_E^m((\bar{\boldsymbol{\eta}}_n \cdot \mathbf{f}_n) \times \hat{\mathbf{n}}_n), \mathbf{f}_m \rangle$; $\bar{\mathbf{Z}}^{\text{MM-PO}} = [\mathbf{Z}_{mk}^{\text{MM-PO}}]$ 为 MoM 区与 PO 区电流基的互作用矩阵, 元素为 $\mathbf{Z}_{mk}^{\text{MM-PO}} = -\langle \mathbf{L}_E^c(\mathbf{f}_k) + \mathbf{L}_E^m((\bar{\boldsymbol{\eta}}_k \cdot \mathbf{f}_k) \times \hat{\mathbf{n}}_k), \mathbf{f}_m \rangle$; $\bar{\mathbf{T}}^{\text{PO-MM}} = [\mathbf{T}_{kn}^{\text{PO-MM}}]$ 反映了 MoM 区电流对 PO 区的激励作用, 可称为激励矩阵; $\bar{\mathbf{V}}^{\text{MM}} = [\mathbf{V}_m^{\text{MM}}]$ 为考虑了 PO 区耦合作用后的 MoM 区电流基的电压矩阵, 元素为 $\mathbf{V}_m^{\text{MM}} = \langle \mathbf{E}^{\text{inc}}, \mathbf{f}_m \rangle - \sum_{k=1}^{K^{\text{PO}}} \mathbf{Z}_{mk}^{\text{MM-PO}} \cdot \mathbf{J}_k^{\text{inc}}$; \mathbf{E}^{inc} 为外加入射电场, 根据激励源的不同可取不同的形式, 平面波入射则为 $\mathbf{E}^{\text{inc}} = (E_{\theta}^{\text{inc}} \hat{\boldsymbol{\theta}}_0 + E_{\phi}^{\text{inc}} \hat{\boldsymbol{\phi}}_0) e^{-jk \cdot \mathbf{r}}$ 。

需要注意的是, 当源点 \mathbf{r}' 所在三角形面元与场点 \mathbf{r} 所在三角形面元重合时, 内积的积分会出现奇异性。文献[13]对格林函数及其梯度的奇异积分的处理作了详细的推导, 这里不做赘述。求解矩阵方程即可得到 MoM 区电流, 则 MoM 区磁流和 PO 区电磁流很容易得出, 进而可求得给定阻抗面的电磁散射特性。当表面阻抗参数满足 $Z_u = Z_v$ 时, 该算法退化为各向同性情形。当 $\bar{\boldsymbol{\eta}} = \mathbf{0}$ 时, 该算法退化为 PEC 情形。

3 数值算例及结果分析

应用该各向异性 MoM-PO 混合方法进行电磁散射特性分析, 给出两个算例, 入射波为频率 $f = 300$ MHz, 电场 θ 极化的平面波, 数值结果为高频 2.8 GHz 单 CPU 计算所得。

算例 1 各向异性阻抗平板的电磁散射有许多重

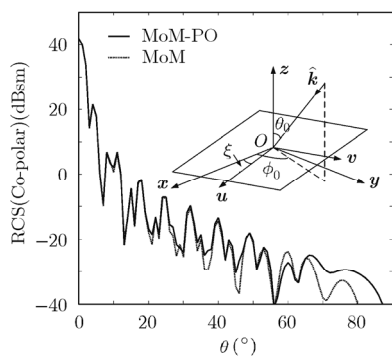


图3 各向异性阻抗平板的单站 RCS

要的实际应用, 是复杂 3 维金属目标 RCS 缩减的理论基础。考察边长 10 m 无限薄正方形平板, 根据文献[9]取上表面各向异性阻抗参数为 $Z_u = 2$, $Z_v = 5$, 光轴偏角 $\xi = 35^\circ$ 。入射角 $\theta_0 = 0^\circ \sim 90^\circ$, $\phi_0 = 25^\circ$ 。分别将靠近边缘和靠近中心处的少量基函数划归 MoM 区, 其他大量基函数划归 PO 区, 根据后向散射场计算得到的单站 RCS 结果如图 3 所示, 与采用文献[10]中提出的 MoM 方法计算得到的结果吻合良好, 相应的计算效率见表 1 所示。

表 1 计算时间和内存需求

方法	未知量	时间 (h)	内存 (GB)
MoM	15130	64.80	3.43
MoM-PO	MoM 区 3366 PO 区 11764	2.95	1.02

算例 2 由于各向同性阻抗球面的电磁散射已有 Mie 级数解, 故给出该 MoM-PO 算法求解得到的双站 RCS, 验证算法的准确性。考察半径 $a = 6$ m 球面, 根据文献[8]取表面各向同性阻抗参数为 $Z_u = Z_v = 0.1 - j0.01$, 入射角 $\theta_0 = 0^\circ$, $\phi_0 = 0^\circ$, 散射角 $\theta = 0^\circ \sim 180^\circ$, $\phi = 0^\circ$ 。考虑到照亮区面元的电磁散射起主要贡献, 将照亮区中面片法向与入射波方向接近平行的 6083 个基函数划归 MoM 区, 其余 16894 个基函数划归 PO 区。数值计算得到的归一化双站 RCS 结果如图 4 所示, 与 Mie 级数结果非常接近。

4 结束语

基于阻抗边界条件, 本文提出了 3 维各向异性阻抗面目标电磁散射的 MoM-PO 混合算法。通过两个典型算例, 验证了该算法的精度及效率。当退化为各向同性或 PEC 情形时, 该算法仍然精确有效, 大大拓宽了其应用范围, 可进行导电目标表面全部或局部涂覆各向同性或各向异性材料情形下的电磁

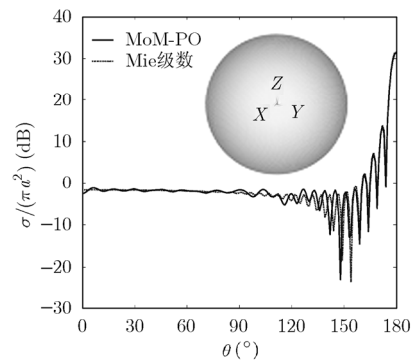


图4 各向同性阻抗球面的双站 RCS

仿真, 为目标的雷达隐身提供理论支持。相比 MoM 算法, 在精度满足要求的同时, 计算速度大幅提升, 内存需求也得到很大程度的减少, 从而更好地应用于工程实际问题。

参考文献

- [1] 耿友林, 吴信宝, 官伯然. 导体球涂覆各向异性铁氧体介质电磁散射的解析解[J]. 电子与信息学报, 2006, 28(9): 1740-1743. Geng You-lin, Wu Xin-bao, and Guan Bo-ran. The analytical solution to the electromagnetic scattering by an anisotropic ferrite-coated conducting sphere[J]. *Journal of Electronics & Information Technology*, 2006, 28(9): 1740-1743.
 - [2] 陈博韬, 谢拥军, 李晓峰, 等. 各向异性材料部分涂覆导体的散射特性研究[J]. 电波科学学报, 2009, 24(6): 992-996. Chen Bo-tao, Xie Yong-jun, Li Xiao-feng, et al. Scattering characteristic of conducting targets with partially-coated anisotropic medium[J]. *Chinese Journal of Radio Science*, 2009, 24(6): 992-996.
 - [3] 毛仕春, 吴振森, 邢赞扬. 二维各向异性椭圆柱的电磁散射[J]. 电子学报, 2010, 38(3): 529-533. Mao Shi-chun, Wu Zhen-sen, and Xing Zan-yang. Scattering by a homogeneous anisotropic elliptic cylinder: two-dimensional case[J]. *Acta Electronica Sinica*, 2010, 38(3): 529-533.
 - [4] 李应乐, 黄际英. 电磁各向异性介质球的散射研究[J]. 电波科学学报, 2010, 25(4): 646-650. Li Ying-le and Huang Ji-ying. Scattering of electromagnetic anisotropic sphere[J]. *Chinese Journal of Radio Science*, 2010, 25(4): 646-650.
 - [5] 李骥, 余定峰, 姚菁晶, 等. 斜入射下各向异性阻抗劈散射: 表面波的绕射[J]. 系统工程与电子技术, 2010, 32(9): 1850-1853. Li Ji, Yu Ding-feng, Yao Jing-jing, et al. Scattering by wedge with anisotropic impedance faces at skew incidence: diffraction of surface waves[J]. *Systems Engineering and Electronics*, 2010, 32(9): 1850-1853.
 - [6] 余定峰, 姚菁晶, 何思远, 等. 任意截面非均匀各向异性阻抗柱体的电磁散射[J]. 电波科学学报, 2010, 25(5): 979-983. Yu Ding-feng, Yao Jing-jing, He Si-yuan, et al. Electromagnetic scattering from anisotropic inhomogeneous impedance cylinder of arbitrary shape[J]. *Chinese Journal of Radio Science*, 2010, 25(5): 979-983.
 - [7] Senior T B A and Volakis J L. Approximate Boundary Conditions in Electromagnetics[M]. London, UK, IEE, 1995: 139-151.
 - [8] Wang D S. Limits and validity of the impedance boundary condition on penetrable surfaces[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1987, 35(4): 453-457.
 - [9] Pelosi G, Manara G, and Fallai M. Physical optics expressions for the fields scattered from anisotropic impedance flat plates[J]. *Microwave and Optical Technology Letters*, 1997, 14(6): 316-318.
 - [10] 余定峰, 何思远, 朱国强, 等. 各向异性材料涂覆目标电磁散射特性仿真[J]. 电子与信息学报, 2011, 33(7): 1718-1721. Yu Ding-feng, He Si-yuan, Zhu Guo-qiang, et al. Simulation of the electromagnetic scattering for target coated with anisotropic materials[J]. *Journal of Electronics & Information Technology*, 2011, 33(7): 1718-1721.
 - [11] Jakobus U. Extension of the MoM/PO hybrid technique to homogeneous dielectric bodies[C]. Proc. 14th Annu. Review of Progress in Applied Computational Electromagnetics, Monterey, CA, USA, Mar. 16-20, 1998, II: 920-927.
 - [12] Pelosi G, Manara G, and Nepa P. Electromagnetic scattering by a wedge with anisotropic impedance faces[J]. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 1998, 40(6): 29-35.
 - [13] Graglia R D. On the numerical integration of the linear shape functions times the 3-D Green's function or its gradient on a plane triangle[J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 1993, 41(10): 1448-1455.
- 余定峰: 男, 1986年生, 博士生, 研究方向为目标电磁散射、雷达成像。
何思远: 女, 1982年生, 博士后, 研究方向为复杂环境中目标电磁散射特性仿真与分析、电磁散射与逆散射。
朱国强: 男, 1959年生, 教授, 博士生导师, 研究方向为军用目标电磁散射特性、天线理论与技术。