第44卷第4期 南京航空航天大学学报 Vol. 44 No. 4
2012年8月 Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics Aug. 2012

一种快速计算电磁各向异性介质目标RCS的新方法

邓小乔 李茁 牛臻弋 顾长青
(南京航空航天大学电子信息工程学院,南京,210016)

摘要:从电磁理论中的体等效原理出发,推导了任意电磁各向异性介质目标电磁散射的体积分方程。在此基础上,由SWG基函数和伽略金法建立其矩阵方程。在迭代求解过程中,应用了快速计算阻抗元素的等效偶极子法和加速矩阵向量积的快速偶极子法两种快速算法,有效地降低了传统矩量法计算电磁各向异性介质目标RCS的时间。同时,在快速偶极子法中,远场组间互阻抗元素无需显式计算,并且形式简单的聚集、转移和发散函数可现用现算,从而大量节省了计算机内存。数值仿真结果表明:本文使用的方法在分析电磁各向异性介质目标的电磁散射特性中是非常有效的,不仅有高的计算效率和低的内存需求,而且有良好的数值精度。

关键词:快速偶极子方法;等效偶极矩方法;电磁各向异性介质;电磁散射

中图分类号:TN011 **文献标识码**:A **文章编号**:1005-2615(2012)04-0570-05

Fast Calculation Method for RCS of Electromagnetic Anisotropic Dielectric

Deng Xiaoqiao, Li Zhuo, Niu Zhenyi, Gu Changqing
(College of Electronic and Information Engineering, Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, Nanjing, 210016, China)

Abstract: Volume integral equation (VIE) for electromagnetic scattering of anisotropic dielectric is derived according to the volume equivalence principle. Schaubert-Wilton-Glisson (SWG) basis functions and Garlekin method are applied to build matrix equations. Both the equivalent dipole-moment method (EDM) for fast filling impedance matrix elements and the fast dipole method (FDM) for accelerating the iterative solution by expediting the matrix-vector products (MVPs) are employed to reduce the computing time compared with the conventional method of moments (MoM). Furthermore, in FDM, the matrix elements among the far groups are implicit calculations and the simple aggregation, translation and disaggregation functions are performed directly when they are used, which save memory significantly. The numerical results show that the new method has high efficiency and low memory requirements, as well as good numerical accuracy.

Key words: fast dipole method; equivalent dipole-moment method; electromagnetic anisotropic dielectric; electromagnetic scattering

由于各向异性材料在军用和民用方面的重要性,长期以来,国内外专家、学者对各向异性介质目标的电磁散射特性研究一直非常重视[1-13]。球形结构的各向异性介质目标的电磁散射分析可以通过球矢量波函数得出严格的精确解[1-2],然而对于几何结构和介质参数复杂的各向异性介质目标的RCS则必须采用数值方法求解,例如:时域有限差分法(FDTD)[3-4]、有限元方法(FEM)[5],矩量法

基金项目:国家自然科学基金(61071019)资助项目。
收稿日期:2011-07-20;**修订日期**:2012-03-21
通讯作者:顾长青,男,教授,博士生导师,1958年生,E-mail:gucq0138@sina.com。

(MoM)[6-11]，合元极法(FE-BI)[12-13]。

基于积分方程的传统矩量法，作为一种严格的数值方法所得到的阻抗矩阵是稠密阵，计算和存储复杂度均为N^2，这里N为未知量的个数。所以，随着计算目标的增大，消耗的计算机资源是非常巨大的。文献[6～8]分别用共轭梯度法-快速傅里叶变换(CG-FFT)、快速多极子方法(FMM)和自适应积分方法(AIM)进行加速求解，有效地提高了传统 MoM 的计算速度并节省了内存消耗。文献[9]用高阶MoM 提高传统MoM 的计算效率。最近，文献[10,11]提出了一种快速填充矩量法阻抗元素的等效偶极矩法(EDM)。该方法将 Schaubert-Wilton-Glisson (SWG)[14]基函数的体元对等效成偶极子模型，使得阻抗矩阵元素可表示成一种简单的闭合形式，避免了数值积分运算。为了克服EDM不能节省传统 MoM 的内存和迭代求解时间的缺点，本文在应用体积分方程法求解三维非均匀电磁各向异性介质目标的散射问题中，还使用了快速偶极子法(Fast dipole method, FDM)。它继承了EDM 的优点，并且借用了FMM 的聚集-转移-发散思想，有效地降低了传统矩量法的计算时间。同时，由于阻抗元素无需显式计算，并且形式简单的聚集、转移和发散函数可现用现算，从而大量节省了计算机内存。数值算例表明：本文的快速方法在分析任意非均匀介质目标(各向同性介质是各向异性介质的特例)的电磁散射特性中是非常有效的，不仅有高的计算效率和低的内存需求，而且有良好的数值精度。

1　理论分析

1.1　电磁各向异性介质目标的矩量法

设V是自由空间中含有电磁各向异性介质的三维非均匀介质目标所占的空间，不失一般性，其介电常数和磁导率分别用张量$\bar{\bar{\varepsilon}}(\boldsymbol{r})$和$\bar{\bar{\mu}}(\boldsymbol{r})$表示。当入射波照射介质目标时，根据体等效原理，介质体可以用等效的体电流$\boldsymbol{J}_v^e(\boldsymbol{r})$和体磁流$\boldsymbol{J}_v^m(\boldsymbol{r})$来代替。介质体内总的电磁场$\{\boldsymbol{E},\boldsymbol{H}\}$等于入射电磁场$\{\boldsymbol{E}^i,\boldsymbol{H}^i\}$和散射电磁场$\{\boldsymbol{E}^s,\boldsymbol{H}^s\}$之和，具体可表示为

$$\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}^i+\boldsymbol{E}^s(\boldsymbol{J}_v^e)+\boldsymbol{E}^s(\boldsymbol{J}_v^m)\tag{1a}$$

$$\boldsymbol{H}=\boldsymbol{H}^i+\boldsymbol{H}^s(\boldsymbol{J}_v^m)+\boldsymbol{H}^s(\boldsymbol{J}_v^e)\tag{1b}$$

式中：$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r})=\bar{\bar{\varepsilon}}^{-1}(\boldsymbol{r})\cdot\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r})$和$\boldsymbol{H}(\boldsymbol{r})=\bar{\bar{\mu}}^{-1}(\boldsymbol{r})\cdot\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})$，散射场和等效体流之间的关系由式(2,3)给出

$$\boldsymbol{E}^s(\boldsymbol{J}_v^e)=-\mathrm{j}\omega\boldsymbol{A}_v^e(\boldsymbol{r})-\nabla\varphi_v^e(\boldsymbol{r})\tag{2a}$$

$$\boldsymbol{E}^s(\boldsymbol{J}_v^m)=-\frac{1}{\varepsilon_0}\nabla\times\boldsymbol{A}_v^m(\boldsymbol{r})\tag{2b}$$

$$\boldsymbol{H}^s(\boldsymbol{J}_v^e)=\frac{1}{\mu_0}\nabla\times\boldsymbol{A}_v^e(\boldsymbol{r})\tag{2c}$$

$$\boldsymbol{H}^s(\boldsymbol{J}_v^m)=-\mathrm{j}\omega\boldsymbol{A}_v^m(\boldsymbol{r})-\nabla\varphi_v^m(\boldsymbol{r})\tag{2d}$$

其中

$$\boldsymbol{A}_v^e(\boldsymbol{r})=\mu_0\int_v\boldsymbol{J}_v^e(\boldsymbol{r}')G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\mathrm{d}v'\tag{3a}$$

$$\boldsymbol{A}_v^m(\boldsymbol{r})=\varepsilon_0\int_v\boldsymbol{J}_v^m(\boldsymbol{r}')G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\mathrm{d}v'\tag{3b}$$

$$\varphi_v^e(\boldsymbol{r})=-\frac{1}{\mathrm{j}\omega\varepsilon_0}\int_v\nabla\cdot\boldsymbol{J}_v^e(\boldsymbol{r}')G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\mathrm{d}v'\tag{3c}$$

$$\varphi_v^m(\boldsymbol{r})=-\frac{1}{\mathrm{j}\omega\mu_0}\int_v\nabla\cdot\boldsymbol{J}_v^m(\boldsymbol{r}')G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')\mathrm{d}v'\tag{3d}$$

式中：$G(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')=\dfrac{\mathrm{e}^{-\mathrm{j}k|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|}}{(4\pi|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|)}$和$k=\omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$分别为自由空间的格林函数和波数。

根据体等效原理，等效体流与场量的关系为

$$\boldsymbol{J}_v^e(\boldsymbol{r})=\mathrm{j}\omega\,\bar{\bar{\kappa}}^e(\boldsymbol{r})\cdot\boldsymbol{D}(\boldsymbol{r})\tag{4a}$$

$$\boldsymbol{J}_v^m(\boldsymbol{r})=\mathrm{j}\omega\,\bar{\bar{\kappa}}^m(\boldsymbol{r})\cdot\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})\tag{4b}$$

式中：$\bar{\bar{\kappa}}^e(\boldsymbol{r})$和$\bar{\bar{\kappa}}^m(\boldsymbol{r})$分别为介电常数和磁导率的对比率张量，可表示为

$$\bar{\bar{\kappa}}^e(\boldsymbol{r})=\bar{\bar{\boldsymbol{I}}}-\bar{\bar{\varepsilon}}_r^{-1}(\boldsymbol{r})\tag{5a}$$

$$\bar{\bar{\kappa}}^m(\boldsymbol{r})=\bar{\bar{\boldsymbol{I}}}-\bar{\bar{\mu}}_r^{-1}(\boldsymbol{r})\tag{5b}$$

式中：$\bar{\bar{\boldsymbol{I}}}$为单位张量；$\bar{\bar{\varepsilon}}_r$为相对介电常数张量；$\bar{\bar{\mu}}_r$为相对磁导率张量。

将介质目标用四面体单元剖分，并假定每个四面体单元内的介质是均匀的。那么使用SWG 基函数$\boldsymbol{f}_n(\boldsymbol{r})$展开的等效体流可表示为

$$\boldsymbol{J}_v^e(\boldsymbol{r})=\sum_{n=1}^{N_v}I_n^e\bar{\bar{\kappa}}_n^e\cdot\boldsymbol{f}_n(\boldsymbol{r})\tag{6a}$$

$$\boldsymbol{J}_v^m(\boldsymbol{r})=\eta\sum_{n=1}^{N_v}I_n^m\bar{\bar{\kappa}}_n^m\cdot\boldsymbol{f}_n(\boldsymbol{r})\tag{6b}$$

式中：I_n^e和I_n^m为待求复系数；$\bar{\bar{\kappa}}_n^e$和$\bar{\bar{\kappa}}_n^m$为体元对n的介电常数和磁导率对比率张量；N_v为剖分的总面元数；$\eta=\sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$为自由空间的波阻抗。采用伽略金法，得到下列矩阵方程

$$\begin{bmatrix}\boldsymbol{Z}^{EE} & \boldsymbol{Z}^{EM}\\ \boldsymbol{Z}^{ME} & \boldsymbol{Z}^{MM}\end{bmatrix}\begin{bmatrix}\boldsymbol{I}^E\\ \boldsymbol{I}^M\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}\boldsymbol{V}^E\\ \boldsymbol{V}^M\end{bmatrix}\tag{7}$$

其中，子矩阵$\boldsymbol{Z}^{EE}$,$\boldsymbol{Z}^{EM}$,$\boldsymbol{Z}^{ME}$,$\boldsymbol{Z}^{MM}$中的阻抗元素分别为

$$Z_{mn}^{ee}=\langle\boldsymbol{f}_m,\boldsymbol{E}-\boldsymbol{E}^s(\boldsymbol{J}_{vn}^e)\rangle\tag{8a}$$

$$Z_{mn}^{em}=\langle\boldsymbol{f}_m,-\boldsymbol{E}^s(\boldsymbol{J}_{vn}^m)\rangle\tag{8b}$$

$$Z_{mn}^{me}=\langle\eta\boldsymbol{f}_m,-\boldsymbol{H}^s(\boldsymbol{J}_{vn}^e)\rangle\tag{8c}$$

$$Z_{mn}^{mm}=\langle\eta\boldsymbol{f}_m,\boldsymbol{H}-\boldsymbol{H}^s(\boldsymbol{J}_{vn}^m)\rangle\tag{8d}$$

电压向量$\boldsymbol{V}^E$,$\boldsymbol{V}^M$中的元素为

$$V_m^e=\langle\boldsymbol{f}_m,\boldsymbol{E}^i\rangle\tag{9a}$$

$$V_m^m=\langle\eta\boldsymbol{f}_m,\boldsymbol{H}^i\rangle\tag{9b}$$

1.2 快速计算方法

为了快速迭代求解矩阵方程(7),将所有体元对按照其中心位置进行分组,并分为近场组和远场组,对于近场组,当两体元对中心距离小于$0.15\lambda_0$(λ_0为电磁波在自由空间中的波长)时[15],采用传统MoM计算阻抗元素Z_{mn},当两体元对中心距离大于等于$0.15\lambda_0$时,两体元对分别用无穷小偶极子来等效,并使用等效偶极矩法(EDM)计算阻抗元素Z_{mn}。对于远场组对,采用快速偶极子法加速矩阵向量积,其中相应的互阻抗元素无需显式计算。

1.2.1 等效偶极矩法

对于电磁各向异性介质目标,由SWG基函数的体元对,可推导出等效电偶极子的偶极矩$\boldsymbol{m}_n^e$和等效磁偶极子的偶极矩$\boldsymbol{m}_n^m$分别为

$$\boldsymbol{m}_n^e = a_n \overline{\overline{\kappa}}_n^{e+}(\boldsymbol{r})(\boldsymbol{r}_{ns}^c - \boldsymbol{r}_n^{c+}) + a_n \overline{\overline{\kappa}}_n^{e-}(\boldsymbol{r})(\boldsymbol{r}_n^{c-} - \boldsymbol{r}_{ns}^c) \tag{10a}$$

$$\boldsymbol{m}_n^m = a_n \overline{\overline{\kappa}}_n^{m+}(\boldsymbol{r})(\boldsymbol{r}_{ns}^c - \boldsymbol{r}_n^{c+}) + a_n \overline{\overline{\kappa}}_n^{m-}(\boldsymbol{r})(\boldsymbol{r}_n^{c-} - \boldsymbol{r}_{ns}^c) \tag{10b}$$

式中:$\boldsymbol{r}_n^{c\pm}$表示体元$T_n^{\pm}$的质心位置矢量;$\boldsymbol{r}_{ns}^c$表示公共面质心位置矢量;a_n为公共面的面积;$\overline{\overline{\kappa}}_n^{e\pm}$($\overline{\overline{\kappa}}_n^{m\pm}$)表示体元$T_n^{\pm}$的介电常数(磁导率)的对比率张量。

则使用EDM计算的互阻抗元素可解析表示成

$$Z_{mn}^{uu} = \frac{\eta e^{-jkR}}{4\pi}\left[\boldsymbol{m}'_m \cdot \boldsymbol{m}_n^u\left(\frac{jk}{R} + C\right) - (\boldsymbol{m}'_m \cdot \hat{\boldsymbol{R}})(\hat{\boldsymbol{R}} \cdot \boldsymbol{m}_n^u)\left(\frac{jk}{R} + 3C\right)\right] \quad u = e,m \tag{11a}$$

$$Z_{mn}^{me} = \frac{jk\eta C e^{-jkR}}{4\pi}\boldsymbol{m}'_m \cdot (\boldsymbol{R} \times \boldsymbol{m}_n^e) \tag{11b}$$

$$Z_{mn}^{em} = -\frac{jk\eta C e^{-jkR}}{4\pi}\boldsymbol{m}'_m \cdot (\boldsymbol{R} \times \boldsymbol{m}_n^m) \tag{11c}$$

其中

$$\boldsymbol{m}'_n = a_n(\boldsymbol{r}_n^{c-} - \boldsymbol{r}_n^{c+}) \tag{12}$$

$$C = \frac{1}{R^2}\left[1 + \frac{1}{jkR}\right] \tag{13}$$

式中:$\boldsymbol{R} = \boldsymbol{r}_m - \boldsymbol{r}_n$,$R = |\boldsymbol{R}|$,$\hat{\boldsymbol{R}} = \frac{\boldsymbol{R}}{R}$;$\boldsymbol{r}_n = \frac{(\boldsymbol{r}_n^{c-} + \boldsymbol{r}_n^{c+})}{2}$,$\boldsymbol{r}_m = \frac{(\boldsymbol{r}_m^{c-} + \boldsymbol{r}_m^{c+})}{2}$分别表示第$n$个,第$m$个偶极子中心的位置矢量。

1.2.2 快速偶极子法

假设组j和组i是远场组对,而偶极子m和n,它们分别属于组j和组i,那么阻抗元素Z_{mn}可以用式(11)计算,式中R可具体表示为

$$R = |\boldsymbol{r}_m - \boldsymbol{r}_n| = |\boldsymbol{r}_{ji} + \boldsymbol{r}_{mj} - \boldsymbol{r}_{ni}| \tag{14}$$

式中:$\boldsymbol{r}_{ji} = \boldsymbol{r}_{o_j} - \boldsymbol{r}_{o_i}$,$\boldsymbol{r}_{mj} = \boldsymbol{r}_m - \boldsymbol{r}_{o_j}$,$\boldsymbol{r}_{ni} = \boldsymbol{r}_n - \boldsymbol{r}_{o_i}$,$\boldsymbol{r}_{o_j}$和$\boldsymbol{r}_{o_i}$分别为$j$和$i$的组中心位置矢量。将$R$用泰勒级数近似展开

$$R \approx \boldsymbol{r}_{ji} + \left[\hat{\boldsymbol{r}}_{ji} \cdot \boldsymbol{r}_{mj} + \frac{\boldsymbol{r}_{mj}^2 - (\hat{\boldsymbol{r}}_{ji} \cdot \boldsymbol{r}_{mj})^2}{2\boldsymbol{r}_{ji}}\right] + \left[-\hat{\boldsymbol{r}}_{ji} \cdot \boldsymbol{r}_{ni} + \frac{\boldsymbol{r}_{ni}^2 - (\hat{\boldsymbol{r}}_{ji} \cdot \boldsymbol{r}_{ni})^2}{2\boldsymbol{r}_{ji}}\right] \tag{15}$$

根据式(15),式(11)经近似后表示为

$$Z_{mn}^{uu} \approx \boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{T}}}^E(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot \boldsymbol{M}_n^u(\boldsymbol{r}_{ij}) \quad u = e,m \tag{16a}$$

$$Z_{mn}^{me} \approx (\boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \times (\boldsymbol{r}_{ji} + \boldsymbol{r}_{mj})) \cdot T^M(r_{ji})\boldsymbol{M}_n^e(\boldsymbol{r}_{ij}) - \boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot T^M(r_{ji})(\boldsymbol{r}_{ni} \times \boldsymbol{M}_n^e(\boldsymbol{r}_{ij})) \tag{16b}$$

$$Z_{mn}^{em} \approx -(\boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \times (\boldsymbol{r}_{ji} + \boldsymbol{r}_{mj})) \cdot T^M(r_{ji})\boldsymbol{M}_n^m(\boldsymbol{r}_{ij}) + \boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot T^M(r_{ji})(\boldsymbol{r}_{ni} \times \boldsymbol{M}_n^m(\boldsymbol{r}_{ij})) \tag{16c}$$

其中

$$\boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) = \boldsymbol{m}'_m e^{-jk\left(\hat{\boldsymbol{r}}_{ji} \cdot \boldsymbol{r}_{mj} + \frac{[r_{mj}^2 - (\hat{\boldsymbol{r}}_{ji} \cdot \boldsymbol{r}_{mj})^2]}{2r_{ji}}\right)} \tag{17}$$

$$\overline{\overline{\boldsymbol{T}}}^E(\boldsymbol{r}_{ji}) = \frac{\eta e^{-jkr_{ji}}}{4\pi}\left[\overline{\overline{\boldsymbol{I}}}\left(\frac{jk}{r_{ji}} + C\right) - \hat{\boldsymbol{r}}_{ji}\hat{\boldsymbol{r}}_{ji}\left(\frac{jk}{r_{ji}} + 3C\right)\right] \tag{18}$$

$$T^M(r_{ji}) = \frac{jk\eta C e^{-jkr_{ji}}}{4\pi} \tag{19}$$

$$\boldsymbol{M}_n^u(\boldsymbol{r}_{ij}) = \boldsymbol{m}_n^u e^{-jk\left(\hat{\boldsymbol{r}}_{ij} \cdot \boldsymbol{r}_{ni} + \frac{[r_{ni}^2 - (\hat{\boldsymbol{r}}_{ij} \cdot \boldsymbol{r}_{ni})^2]}{2r_{ij}}\right)} \quad u = e,m \tag{20}$$

$$C = \frac{1}{r_{ji}^2}\left[1 + \frac{1}{jkr_{ji}}\right] \tag{21}$$

因此,i组中所有的等效电偶极子和等效磁偶极子对j组中第m个等效电偶极子的作用可以写成聚集-转移-发散的形式

$$\sum_{n\in i}(Z_{mn}^{ee} I_n^e + Z_{mn}^{em} I_n^m) \approx \boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{T}}}^E(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot \sum_{n\in i} I_n^e \boldsymbol{M}_n^e(\boldsymbol{r}_{ij}) - (\boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \times (\boldsymbol{r}_{ji} + \boldsymbol{r}_{mj})) \cdot T^M(r_{ji})\sum_{n\in i} I_n^m \boldsymbol{M}_n^m(\boldsymbol{r}_{ij}) + \boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot T^M(r_{ji})\sum_{n\in i} I_n^m(\boldsymbol{r}_{ni} \times \boldsymbol{M}_n^m(\boldsymbol{r}_{ij})) \tag{22a}$$

同理,i组中所有的等效电偶极子和等效磁偶极子对j组中第m个等效磁偶极子的作用可以写成

$$\sum_{n\in i}(Z_{mn}^{mm} I_n^m + Z_{mn}^{me} I_n^e) \approx \boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot \overline{\overline{\boldsymbol{T}}}^E(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot \sum_{n\in i} I_n^m \boldsymbol{M}_n^m(\boldsymbol{r}_{ij}) + (\boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \times (\boldsymbol{r}_{ji} + \boldsymbol{r}_{mj})) \cdot T^M(r_{ji})\sum_{n\in i} I_n^e \boldsymbol{M}_n^e(\boldsymbol{r}_{ij}) - \boldsymbol{M}'_m(\boldsymbol{r}_{ji}) \cdot T^M(r_{ji})\sum_{n\in i} I_n^e(\boldsymbol{r}_{ni} \times \boldsymbol{M}_n^e(\boldsymbol{r}_{ij})) \tag{22b}$$

由式(22)可以看出，通过聚集-转移-发散3个过程，远场组相互作用的计算得到明显地加速。同时聚集函数，转移函数，发散函数都比较简单，所以在实际应用中这些函数现用现算不用存储，这样又大大地节省了内存。

2 数值结果

为了验证本文快速方法的计算效率和数值精度，将本文方法与传统的MoM，EDM方法以及已有文献的结果进行比较。所有数值结果均在配置为Pentium(R) Dual CPU E5500 2.80 GHz，内存2.0 GB的个人电脑上完成。这里使用GMRES迭代求解器，收敛精度设为0.01。

算例1：均匀介质为各向异性介质的特殊情况，为验证本文方法的正确性，首先计算半径$0.3\lambda_0$(λ_0为自由空间的波长)，相对介电常数$\varepsilon_r=3$的介质球的RCS。介质球被剖分成2 399个四面体元，含有4 568个公共面和460个边界面，共10 056个未知量，平均边长约为$0.08\lambda_0$。入射波为θ方向极化的平面波，取入射角度$\theta_{\rm inc}=\varphi_{\rm inc}=0°$。图1所示分别为Mie级数方法和本文方法计算得到的双站RCS曲线，从图中可以看出二者吻合较好。验证了本文方法的有效性。

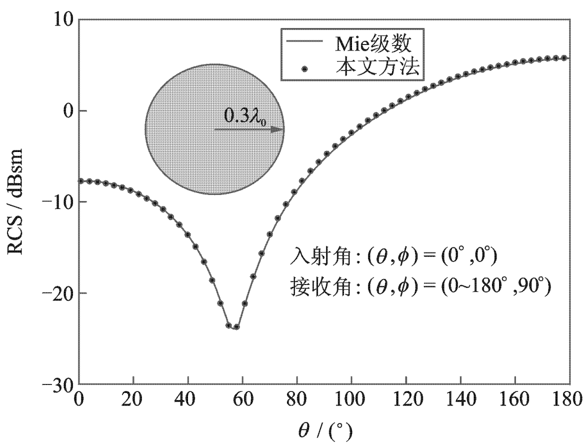

图1 介质球的双站RCS

算例2：电磁各向异性介质圆柱体的双站RCS。圆柱体半径为0.5 m，高为0.2 m，介质的电磁参数为：$\bar{\bar{\varepsilon}}_r=[2,0,0;0,3,0;0,0,2]$，$\bar{\bar{\mu}}_r=[1.2,0,0;0,1.2,0;0,0,1]$。入射波频率为300 MHz，整个目标被离散成5 566个四面体，共有23 486个未知量。使用MoM和EDM内存需求均超过2 GB，在该电脑上无法计算。使用本文方法时，分组大小为0.1 m，共有非空组264个，需要内存365 MB，GMRES迭代10步收敛，计算时间186 s。图2给出了本文方法计算的$\theta\theta$极化双站RCS，并和文献[13]结果进行比较，从图中可以看出本文方法的计算结果和文献结果吻合得很好。

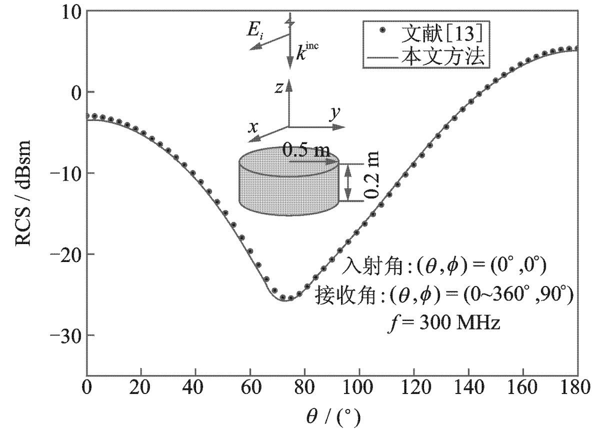

图2 各向异性介质圆柱的双站RCS

算例3：电介质板与磁介质板交替排列的非均匀介质目标的双站RCS。该目标由5块尺寸相同的介质板构成，大小均为1.0 m×0.2 m×0.05 m，如图3所示。其中3个介质板是纯电介质，且相对介电常数$\varepsilon_{r1}=1.5$，另外两个为纯磁介质，且相对磁导率为$\mu_{r2}=1.5$。入射波频率300 MHz，整个介质体被分成2 492个四面体，共有12 176个未知量。图3给出了本文方法计算的H面双站RCS，并和传统MoM和EDM的计算结果进行比较，从图中可以看出结果吻合很好。如表1所示，使用MoM和EDM计算时迭代步数为9，需要内存1 139 MB，计算时间分别为：1 674和424 s。使用本文方法，分组大小为0.1 m，共有非空组242个，GMRES迭代步数为9，内存213 MB，仅为MoM和EDM内存消耗的18.7%，计算时间67 s，仅为MoM计算时间的4.0%，EDM计算时间的16%。由此可以看出本文方法大大节省了传统MoM和EDM的内存需求和计算时间。

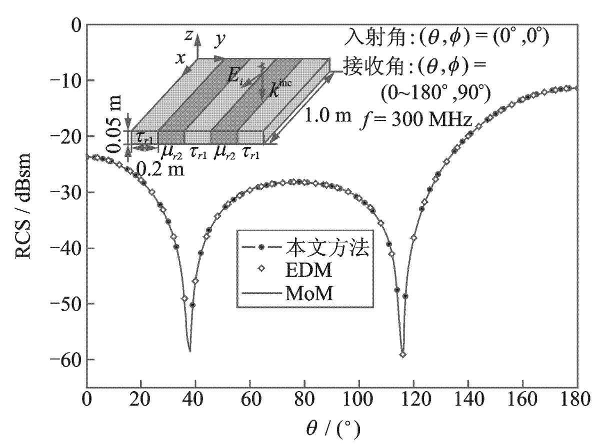

图3 非均匀介质平板的双站RCS

表1 本文方法与偶极子模型法和传统矩量法内存、计算时间比较

方法	所需内存/MB	迭代步数	总的计算时间/s
MoM	1 139	9	1 674
EDM	1 139	9	424
FDM	213	9	67

3 结束语

在对任意电磁各向异性介质目标电磁散射的体积分方程进行迭代求解过程中,本文采用了快速计算阻抗元素的等效偶极子法和加速矩阵向量积的快速偶极子法结合的新方法,有效地降低了传统矩量法计算电磁各向异性介质目标RCS的时间。同时,在快速偶极子法中,阻抗元素无需显式计算,并且形式简单的聚集、转移和发散函数可现用现算,从而大量节省了计算机内存。数值结果表明:本文快速方法是非常有效的。

参考文献:

[1] 耿友林. 球矢量波函数在各向异性介质电磁散射中的应用[D]. 西安:西安电子科技大学,2006.
Geng Youlin. Application of spherical vector wave-function to electromagnetic scattering by anisotropic media [D]. Xian: XidianUniversity, 2006.

[2] Geng Y L, Wu X B, Li L W, et al. Mie scattering by a uniaxial anisotropic sphere [J]. Physical Review E, 2004, 70(5): 056609/1-056609/8.

[3] Huang Peikang, Yin Hongcheng. Equivalent currents on an anisotropic material backed by metal surface and their relation [J]. Journal of Systems Engineering and Electronics, 2000, 11(4): 1-10.

[4] 杨利霞,葛德彪,魏兵,等. FDTD并行算法研究:电和磁本构参数均为各向异性情形[J]. 电子学报,2006,34(9):1703-1707.
Yang Lixia, Ge Debiao, Wei Bing, et al. A study of FDTD parallelal gorithm for anisotropic media with dyadic permittivity and permeability [J]. Acta Electronica Sinica, 2006, 34(9): 1703-1707.

[5] Sun W M, Balanis C A. Edge-based FEM solution of scattering from inhomogeneous and anisotropic objects [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 1994, 42(5): 627-632.

[6] 朱秀芹,耿友林,吴信宝. 三维磁各向异性目标电磁散射的MOM-CGM-FFT方法[J]. 微波学报,2002,17(3):209-215.
Zhu Xiuqin, Geng Youlin, Wu Xinbao. Application of MOM-CGM-FFT method to scattering from three-dimensional magnetic anisotropic scatterers [J]. Journal of Microwaves, 2002, 17(3): 209-215.

[7] Kobidze G, Shanker B. Integral equation based analysis of scattering from 3-D inhomogeneous anisotropic bodies [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 2004, 52(10): 2650-2658.

[8] Hu L, Li L W, Yeo T S. Analysis of scattering by large inhomogeneous bi-anisotropic objects using AIM [J]. Progress In Electromagnetics Research, 2009, 99: 21-36.

[9] Lv C J, Shi Y, Liang C H. Higher order hierarchical legendre basis functions application to the analysis of scattering by uniaxial anisotropic objects [J]. Progress In Electromagnetics Research M, 2010, 13: 133-143.

[10] 袁家德. 曲面微带天线的电磁仿真技术研究[D]. 南京:南京航空航天大学,2010.
Yuan Jiade. Research on electromagnetic simulation technique of curved microstrip antenna [D]. Nanjing: Nanjing university of aeronautics and astronautics, 2010.

[11] Deng Xiaoqiao, Gu Changqing, Yuan Jiade, et al. Electromagnetic scattering by arbitrarily shaped PEC targets coated with magnetic anisotropic media using equivalent dipole-moment method [C]//Proceeding of International Symposium on Signals, Systems and Electronics. Nanjing: IEEE Press, 2010: 650-653.

[12] Sheng X Q, Peng Z. Analysis of scattering by large objects with off-diagonally anisotropic material using finite element-boundary integral-multilevel fast multipole algorithm [J]. IET Microw Antennas Propag, 2010, 4(4): 492-500.

[13] 曹海平. 复杂媒质的电磁散射分析[D]. 南京:南京理工大学,2008.

[14] Schaubert D H, Wilton D R, Glisson A W. A tetrahedral modeling method for electromagnetic scattering by arbitrarily shaped inhomogeneous dielectric bodies [J]. IEEE Trans Antennas Propag, 1984, 32(1): 77-85.

[15] Yuan Jiade, Gu Changqing, Han Guodong. Efficient generation of method of moments matrices using equivalent dipole-moment method [J]. IEEE Antennas and Wireless Propag Lett, 2009, 8: 716-719.