

文章编号: 2095-4980(2018)04-0662-06

混合 ACA 和 MLFMA 方法计算复合目标电磁散射

刘志伟, 唐 丹, 结顺利, 张展扬, 张月园

(华东交通大学 信息工程学院, 江西 南昌 330013)

摘 要: 采用矩量法(MoM)计算电大尺寸的复合目标的电磁散射。为了能够高效快速地计算电大尺寸三维复合目标的电磁散射, 提出一种新的混合方法, 将自适应交叉近似(ACA)算法和多层快速多极子(MLFMA)算法相结合, 共同加速矩量法的计算。其中, MLFMA 用于加速目标与自身的作用, ACA 用于加速目标与其他目标的相互作用。提出的混合算法在计算复合目标电磁散射时, 可降低运算存储, 缩短阻抗矩阵填充时间, 并且能够加快矩阵矢量乘, 且不影响计算精确度。数值算例表明, 所提快速算法能够在保证电磁散射计算精确度前提下, 比传统方法更高效。

关键词: 复合电磁散射; 自适应交叉近似; 多层快速多极子; 矩量法; 表面积分方程

中图分类号: TN957.51

文献标志码: A

doi: 10.11805/TKYDA201804.0662

Calculation of scattering from composite targets by hybrid ACA and MLFMA

LIU Zhiwei, TANG Dan, JIE Shunli, ZHANG Zhanyang, ZHANG Yueyuan

(College of Information Engineering, East China Jiaotong University, Nanchang Jiangxi 330013, China)

Abstract: The electromagnetic scattering of composite objects with large size is calculated by the Method of Moments(MoM). In order to calculate the electric scattering of the electric three-dimensional composite target efficiently and quickly, a new method is proposed, which combines the Adaptive Cross Approximation(ACA) algorithm and the Multi-Level Fast Multi-pole Algorithm(MLFMA) to accelerate the MoM. Among them, MLFMA is utilized to accelerate the self-interaction of objects; ACA is utilized to accelerate the coupling interaction between the object and other targets. The hybrid algorithm proposed in this paper can reduce the computational memory, reduce the filling time of the impedance matrix, and accelerate the matrix vector multiplication without affecting the accuracy of the calculation when calculating the composite target electromagnetic scattering. Numerical examples show that the proposed fast algorithm can be more efficient than the traditional method under the premise of ensuring the accuracy of electromagnetic scattering calculation.

Keywords: composite electromagnetic scattering; Adaptive Cross Approximation; Multi-Level Fast Multi-pole Algorithm; Method of Moment; surface integral equation

近些年来, 地海面的战略地位倍受各国关注。研究粗糙地海面及其与目标的复合问题具有重要的民用和军用意义。对于多目标的电大尺寸散射问题, 如何快速有效地求解是迫切需要解决的重要问题。基于表面积分方程的传统矩量法(MoM)^[1], 由于其精确度高等优点而得到广泛应用。但是, 矩量法的内存消耗代价为 $O(N^2)$, 计算复杂度为 $O(N^2) \sim O(N^3)$, 其中 N 为未知数。用传统矩量法求解电大尺寸特性的多目标散射问题, 未知量 N 过于庞大, 计算时间和资源消耗将大幅度增加, 这对计算机的储存和 CPU 计算有着巨大的挑战。因此, 为了有效求解电大尺寸的电磁散射和辐射问题, 以矩量法为基础的快速算法陆续出现。

多层快速多极子方法^[2](Multi-Level Fast Multi-pole Algorithm, MLFMA)是当今最令人瞩目的积分方程数值算法, 具有精确度可控和高效率的优点, 被广泛应用于各种复杂目标的电磁散射分析, 并且被美国计算物理学会评为 20 世纪十大算法之一。MLFMA 方法是快速多极子方法^[3]在多层分组结构上的改进, 早在 1997 年由美国伊利诺依大学的 J M Song 等将 MLFMA 引入到矩量法的求解中。MLFMA 的存储消耗与计算复杂度降低为

收稿日期: 2017-06-01; 修回日期: 2017-07-24

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(61601185); 江西省自然科学基金资助项目(20171ACB21040; 20161BAB202062); 江西省教育厅科技资助项目(GJJ160533)

$O(M\log N)$, 使得电磁散射问题的计算效率大大提高。对于电大尺寸目标的散射, 其未知量数目 $N \gg 1$, 此时应用多层快速多极子方法将获得比快速多极子方法更高的效率。多层快速多极子方法是快速多极子方法在多层级结构中的推广。对于多体互耦, 多层快速多极子方法采用多层分组计算, 即对于附近区强耦合量直接计算; 对于非附近区耦合量则用多层快速多极子方法实现。多层快速多极子方法基于树形结构计算, 其特点是: 逐层聚合, 逐层转移, 逐层配置, 嵌套递推。

多层快速多极子方法求解复合目标问题时, 问题的尺寸会随着不同目标之间的间距增大而增大, 从而导致分层数增加, 造成较大运算量。本文针对这一问题提出改进方法, 该方法基于表面积分方程, 对多个目标分别建立单独的积分方程, 并用 MoM 分别建立线性代数方程组。由于目标之间的相互作用矩阵块有低秩特性, 而自适应交叉近似算法^[4](ACA)对于低秩矩阵有很好的压缩性能, 所以提出联合使用 MLFMA 和 ACA 快速算法, 其中采用 MLFMA 压缩目标与自己相互作用的矩阵, 采用 ACA 算法压缩不同目标之间相互作用的矩阵。对于单个目标, 不会出现间距过大而造成分层数过多的问题, 从而克服了传统 MLFMA 加速复合目标电磁散射计算的困难。其次, 由于复合散射问题当中, 目标与另一个目标之间的相互作用产生的阻抗矩阵一般具有低秩特性, 并随着距离增大而更加低秩, 因此采用 ACA 算法能使互耦矩阵块实现低秩压缩, 从而使算法更加高效。

1 描述复合目标电磁特性的表面积分方程

用表面积分方程(Surface Integral Equation, SIE)计算多个目标的电磁散射时, 需要在每个目标的外表面和内表面(如果是理想导体目标则不用考虑内表面)建立积分方程。积分方程主要反映的是电磁互耦关系, 有两类互耦作用: 自作用和相互作用, 其中相互作用分为相同空间内目标的相互作用和包含目标的相互作用。

1.1 目标的自作用

假设 L 和 K 算子定义为:

$$L(\mathbf{g}) = jk \iint_s \left(\bar{\mathbf{I}} + \frac{\nabla \nabla}{k^2} \right) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{g}(\mathbf{r}') ds' \quad (1)$$

$$K(\mathbf{g}) = \iint_{s-\delta s} \nabla G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \times \mathbf{g}(\mathbf{r}') ds' \quad (2)$$

式中: j 是虚数单位; k 为波数; $\bar{\mathbf{I}}$ 是单位并矢; ∇ 是散度; \mathbf{r} 是场点; \mathbf{r}' 是源点; \mathbf{g} 是关于源点的函数; G 为格林函数。对于金属目标, 可以用混合场积分方程描述互耦关系, 并引入算子符号, 方程为:

$$\hat{\mathbf{t}} \cdot \alpha L(\mathbf{J}_e) + (1-\alpha) \frac{1}{2} \mathbf{J}_e - (1-\alpha) \hat{\mathbf{n}} \times K(\mathbf{J}_e) = \frac{\alpha}{\eta} \hat{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{E}^{inc} + (1-\alpha) \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}^{inc} \quad (3)$$

式中: \mathbf{J}_e 为电流密度; \mathbf{E}^{inc} 和 \mathbf{H}^{inc} 分别代表入射电场和入射磁场; $\hat{\mathbf{n}}$ 是单位法向量, 方向是指向求解区域; $\hat{\mathbf{t}}$ 是单位切向量; η 表示波阻抗; α 为混合场积分方程的比例因子, 取值一般在 0 和 1 之间。对于介质目标, 用 PMCHWT 方程描述互耦关系, 并引入算子符号, 方程为:

$$\hat{\mathbf{t}} \cdot \eta L(\mathbf{J}_e) + \hat{\mathbf{t}} \cdot K(\mathbf{J}_m) - \hat{\mathbf{t}} \cdot \eta_d L_d(\mathbf{J}_e) - \hat{\mathbf{t}} \cdot L_d(\mathbf{J}_m) = \hat{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{E}^{inc} \quad (4)$$

$$\hat{\mathbf{t}} \cdot \frac{1}{\eta} L(\mathbf{J}_m) - \hat{\mathbf{t}} \cdot K(\mathbf{J}_e) - \hat{\mathbf{t}} \cdot \frac{1}{\eta_d} L_d(\mathbf{J}_m) + \hat{\mathbf{t}} \cdot K_d(\mathbf{J}_e) = \hat{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{H}^{inc} \quad (5)$$

式中下标 d 表示在介质目标的内部。因此, 对于金属目标, 阻抗矩阵的填充过程中, 只需要计算和保存 L 算子和 K 算子。对于均匀介质目标, 阻抗矩阵的填充过程中, 需要计算和保存 L, K, L_d 和 K_d 4 个算子。将方程写成矩阵形式为:

$$\begin{bmatrix} \eta L - \eta_d L_d & K - L_d \\ -K + K_d & \frac{1}{\eta} L - \frac{1}{\eta_d} L_d \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{J}_e \\ \mathbf{J}_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{E}^{inc} \\ \hat{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{H}^{inc} \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中: L, K, L_d 和 K_d 为算子生成的阻抗矩阵。

1.2 相同空间内目标的相互作用

在同一空间内的 2 个目标, 如图 1 所示, ϵ 为介电常数, μ 为磁导率, σ 为电导率。其电磁互耦作用主要体现在, 一个目标外表面的电磁流在另一个目标外表面产生的电磁场。该作用可以

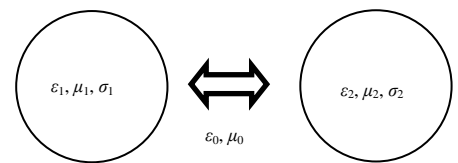


Fig.1 Interaction of the targets in the same media area
图 1 相同媒质区域中目标的相互作用

用矩阵描述为：

$$\begin{bmatrix} \eta L - \eta_d L_{1d} & K - K_{1d} & \eta L & K \\ -K + K_{1d} & \frac{1}{\eta} L - \frac{1}{\eta_d} L_{1d} & -K & \frac{1}{\eta} L \\ \eta L & K & \eta L - \eta_{2d} L_{2d} & K - L_{2d} \\ -K & \frac{1}{\eta} L & -K + K_{2d} & \frac{1}{\eta} L - \frac{1}{\eta_{2d}} L_{2d} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{1e} \\ J_{1m} \\ J_{2e} \\ J_{2m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{t} \cdot E^{inc} \\ \hat{t} \cdot H^{inc} \\ \hat{t} \cdot E^{inc} \\ \hat{t} \cdot H^{inc} \end{bmatrix} \quad (7)$$

如果其中一个目标为理想导体，不妨设目标 1 为理想导体，那么目标 1 表面磁流为 0，方程可以简化为：

$$\begin{bmatrix} \eta L & \eta L & K \\ \eta L & \eta L - \eta_{2d} L_{2d} & K - L_{2d} \\ -K & -K + K_{2d} & \frac{1}{\eta} L - \frac{1}{\eta_{2d}} L_{2d} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{1e} \\ J_{2e} \\ J_{2m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{t} \cdot E^{inc} \\ \hat{t} \cdot E^{inc} \\ \hat{t} \cdot H^{inc} \end{bmatrix} \quad (8)$$

如果 2 个目标都为理想导体，那么方程可以继续简化为：

$$\begin{bmatrix} \eta L & \eta L \\ \eta L & \eta L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{1e} \\ J_{2e} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{t} \cdot E^{inc} \\ \hat{t} \cdot E^{inc} \end{bmatrix} \quad (9)$$

综上所述，当计算相同空间内目标的相互作用时，只需要计算 L 和 K 2 个算子即可。

1.3 介质目标对包含目标的相互作用

当一个目标包含另一个目标时，如图 2 所示。设外面的目标为目标 1，里面的目标为目标 2，此时电磁耦合作用主要体现在，目标 1 对目标 2 的作用和目标 2 对 1 的作用。2 种作用均在目标 1 中产生，矩阵形式为：

$$\begin{bmatrix} \eta L - \eta_d L_{1d} & K - K_{1d} & \eta L & K \\ -K + K_{1d} & \frac{1}{\eta} L - \frac{1}{\eta_d} L_{1d} & -K & \frac{1}{\eta} L \\ -\eta_d L_{1d} & -K_{1d} & \eta L - \eta_{2d} L_{2d} & K - L_{2d} \\ +K_{1d} & -\frac{1}{\eta_d} L_{1d} & -K + K_{2d} & \frac{1}{\eta} L - \frac{1}{\eta_{2d}} L_{2d} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{1e} \\ J_{1m} \\ J_{2e} \\ J_{2m} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{t} \cdot E^{inc} \\ \hat{t} \cdot H^{inc} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (10)$$

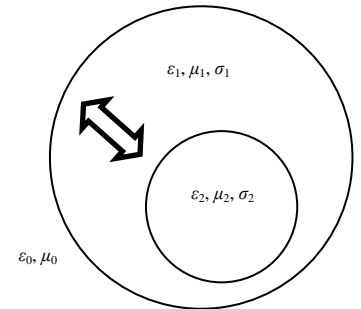


Fig.2 Interaction of the media target pair containing the target
图 2 介质目标对包含目标的相互作用

从方程中可以看出，右上角矩阵表示目标 2 的外部区间，左下角表示目标 1 的内部空间，两者形式略有不同。如果目标 2 为理想导体，那么方程可以简化为：

$$\begin{bmatrix} \eta L - \eta_d L_{1d} & K - K_{1d} & \eta L \\ -K + K_{1d} & \frac{1}{\eta} L - \frac{1}{\eta_d} L_{1d} & -K \\ -\eta_d L_{1d} & -K_{1d} & \eta L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{1e} \\ J_{1m} \\ J_{2e} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{t} \cdot E^{inc} \\ \hat{t} \cdot H^{inc} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (11)$$

综上所述，当计算目标 2 对目标 1 的作用时，只需要计算 L 和 K 两个算子即可；当计算目标 1 对目标 2 的作用时，只需要计算 L_d 和 K_d 2 个算子即可。

1.4 构造线性方程组

用矩量法通过 RWG 基函数^[5]将表面电流展开，并用伽辽金测试将表面积分方程转化为线性代数方程组，得到矩阵方程简写如下：

$$Z \cdot I = V \quad (12)$$

式中： Z 为阻抗矩阵； I 为等效面流的系数； V 为入射场激励。为了简化分析，假设待测复合目标系统由粗糙面和一个地下目标组成。阻抗矩阵 Z 可分为 4 块小矩阵，分别记为 A_1, A_2, A_3, A_4 ，其中对角线上的 2 个子矩阵 A_1 和 A_3 分别代表粗糙面对粗糙面的自作用阻抗、地下目标对地下目标的自作用阻抗，另外 2 个非对角块子矩阵 A_2 和 A_4 分别代表粗糙面对地下目标的互阻抗、地下目标对粗糙面的互阻抗。用传统矩量法计算，对于多目标的庞大未知量计算非常耗时，为了高效精准地计算散射，采用加速算法对 MoM 进行加速。

2 基于 ACA 与 MLFMA 的混合加速策略

2.1 仅仅用 MLFMA 加速是不够的

对于矩量法的加速算法大致可以分为 3 种：第 1 种，减少未知量，主要针对基函数，如使用高阶基函数；第 2 种，加速矩阵向量乘，主要针对阻抗矩阵块处理，如 MLFMA；第 3 种，减少迭代次数，主要针对线性方程组求解方法中的迭代求解，如广义极小残差法(Generalized Minimum RESidual method, GMRES)。本文提出的加速方法主要针对阻抗矩阵填充和矩阵向量乘的计算。

多层快速多极子方法是树形结构对目标进行分层分组，对电大目标 MoM 的加速有很好的效果。而对多目标整体用 MLFMA 算法划分结构时，当目标结构之间的距离在一定范围内增大，此时需要大量分层，导致计算效率下降。于是，将每个目标独立出来，对单个目标用多层快速多极子划分树求解。因此对于自作用块矩阵用 MLFMA 加速，而对于目标之间的耦合作用矩阵块有低秩特性，利用传统矩量法计算时，矢量乘中包含很多 0 相乘，浪费计算时间和存储空间，此时想到对低秩矩阵的分解能够进一步压缩计算。

2.2 相互作用的 ACA 加速

ACA 算法是针对矩阵的低秩特性近似分成 2 个矩阵相乘。ACA 是一个纯代数算法，在 2000 年由 Bebendorf 提出^[6]，而在 2005 年才被引用到矩量法的电磁计算中^[4]。相比 MLFMA，ACA 最大的优势在于它不依赖于格林函数和积分方程，代码的可移植性很强，但是只有针对稀疏矩阵才能有较好的压缩性能^[7]。

根据矩阵的低秩特性，将一个 $m \times n$ 的矩阵 $A^{m \times n}$ 近似分解为 2 个矩阵相乘 $U^{m \times r} V^{r \times n}$ ，矩阵分解示意图如图 3 所示。其表达式为：

$$A^{m \times n} \approx \bar{A}^{m \times n} = U^{m \times r} V^{r \times n} \quad (13)$$

式中： m 和 n 分别表示观测目标和源目标中的基函数的数量； r 表示矩阵 $A^{m \times n}$ 的有效秩； $U^{m \times r}$ 和 $V^{r \times n}$ 是 2 个密集的矩形矩阵。对于给定的终止公差 ε ，可以通过以下条件来控制迭代：

$$\|R^{m \times n}\| = \|A^{m \times n} - \bar{A}^{m \times n}\| \leq \varepsilon \|A^{m \times n}\| \quad (14)$$

式中： R 是误差矩阵； $\|\cdot\|$ 指矩阵 Frobenius 规范。

根据 ACA 算法原理，对于用 ACA 算法填充相互作用矩阵，只需要计算特定的行和列分别构成 $U^{m \times r}$ 和 $V^{r \times n}$ 两个小矩阵，省去了计算整个矩阵 $A^{m \times n}$ 的时间消耗，存储消耗也由 $m \times n$ 降低为 $r \times (m+n)$ ，当矩阵的秩 r 越小时，矩阵压缩效果越好。矩阵向量乘的计算时间也进一步压缩，计算复杂度在低频时达到 $O(M \log N)$ ，中高频时^[4]为 $O(N^{4/3} \log N)$ 。为了更准确地理解目标相互作用矩阵的低秩特性，仿真计算了 2 个球半径为 1 m，球之间距离分别为 4 m 和 6 m 时，不同频率下，用 ACA 算法计算相互作用矩阵块 $A^{m \times n}$ 的矩阵有效秩，如表 1 所示。从表 1 中可看出秩 r 远小于矩阵的行 m 和列 n ，则相互作用块的低秩特性随目标之间距离加大而更加显著。

表 1 ACA 算法在相互作用矩阵块的秩

Table 1 Rank of ACA algorithm in interacting matrix block

frequency/MHz	distance $L = 4$ m		distance $L = 6$ m	
	matrix size $m \times n$	rank	matrix size $m \times n$	rank
100	$3\ 072 \times 3\ 072$	42	$3\ 072 \times 3\ 072$	28
300	$3\ 072 \times 3\ 072$	62	$3\ 072 \times 3\ 072$	43

3 数值算例

为了验证算法的可行性，仿真计算了在随机粗糙面下的不同目标的雷达散射截面积(Radar Cross-Section, RCS)。本文算例程序均基于 Fortran 仿真平台，通过广义最小残差(GMRES)^[8]迭代求解线性方程，收敛精确度设置为 10^{-3} ，所有算例在 Intel(R) Core(TM) i5-6500 CPU@3.20 GHz 内存 RAM 为 8 GB 的台式计算机上运行。

为了使计算结果更准确可靠，仿真计算了 2 组地下目标的双站 RCS，分别给出了 100 MHz 和 300 MHz 的仿真结果图，并与传统矩量法加 MLFMA 的结果进行对比分析。首先考虑一个模拟土壤的粗糙面，本文用高斯谱来构造粗糙面^[9-10]，长宽设为 5 m×5 m，起伏程度设置为比较平缓状态。本文主要研究加速算法对复合目标的加速性能，而对于粗糙面的起伏程度对地下目标散射的影响，参见文献[11]。

首先考虑粗糙面下方放置一个金属球的例子，球的半径为 0.5 m，距离粗糙面为 2 m。入射波为平面波，入射角度为 $\theta=180^\circ, \varphi=180^\circ$ ，计算目标的双站 RCS 如图 4 所示。

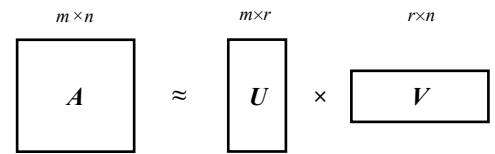


Fig.3 ACA algorithm matrix approximate decomposition of the diagram

图 3 ACA 算法矩阵近似分解的示意图

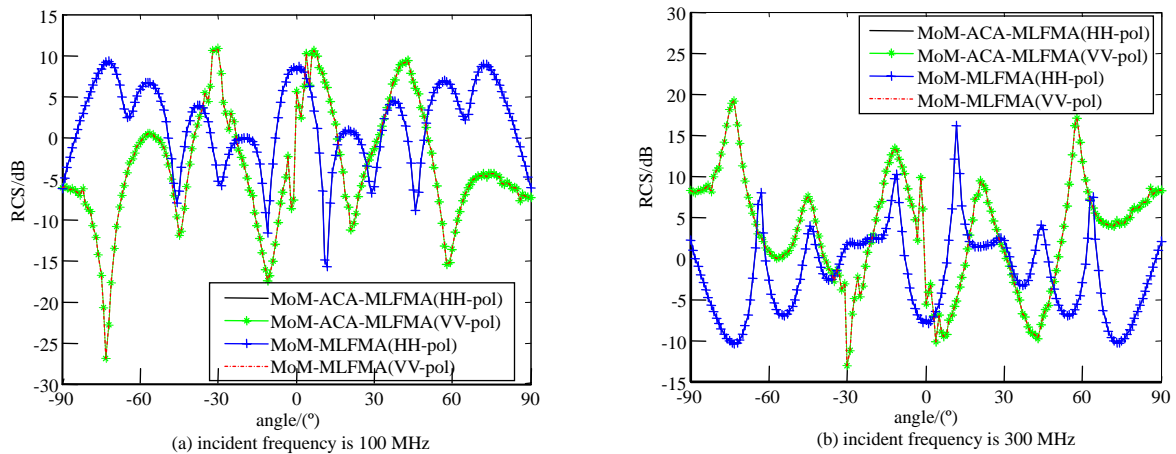


Fig.4 VV and HH-polarized bistatic RCS from the sphere of rough surface, incident angles are set to $\theta=180^\circ$, $\phi=180^\circ$

图 4 粗糙面下方球散射的双站 RCS 的 VV 极化和 HH 极化图, 入射角度为 $\theta=180^\circ$, $\phi=180^\circ$

从图 4 可以看出, 阻抗矩阵自阻抗矩阵块加入 MLFMA 算法, 而耦合矩阵块加入 ACA 算法以后, 不同频率下 RCS 计算结果和没有加 ACA 时曲线几乎重合。所以该方法求解复合目标的电磁散射没有损失计算精确度。将只使用 MLFMA 加速方法和使用联合方法 ACA-MLFMA 计算的时间进行比较, 如表 2 所示, 在不同频率下都能明显看出 ACA-MLFMA 计算时间显著减少。

表 2 粗糙面下方球的双站 RCS 计算时间的比较

Table2 Comparison of calculated time of bistatic RCS from a ball under the rough surface

frequency/MHz	unknown	computational time of MLFMA/s	computational time of ACA-MLFMA/s
100	19 688	805	388
300	19 688	2 292	1 612

接下来分析粗糙面下方沿 y 轴放置一个为 PEC 介质的水平圆柱, 圆柱的半径为 0.1 m, 长度为 1 m, 埋在粗糙面下方 2 m 处。粗糙面的相对介电常数设为 $\epsilon_r=4.0$, 相对磁导率为 $\mu_r=1.0$ 。入射波为平面波, 入射角度 $\theta=180^\circ$, $\phi=180^\circ$, 本文分别计算了入射波频率为 100 MHz 和 300 MHz 情况下的 RCS, 如图 5 所示, 明显看出联合 ACA-MLFMA 方法和只使用 MLFMA 方法的 RCS 结果之间误差极小。综合图 4 和图 5, 对于不同目标的双站 RCS, 加入仅 MLFMA 的矩量法计算和加入 ACA-MLFMA 的矩量法计算结果曲线基本吻合。而基于 MLFMA 的矩量法已被证明不改变传统矩量法的精确度^[2], 从而说明该方法对于不同目标散射计算都不会损失计算精确度。

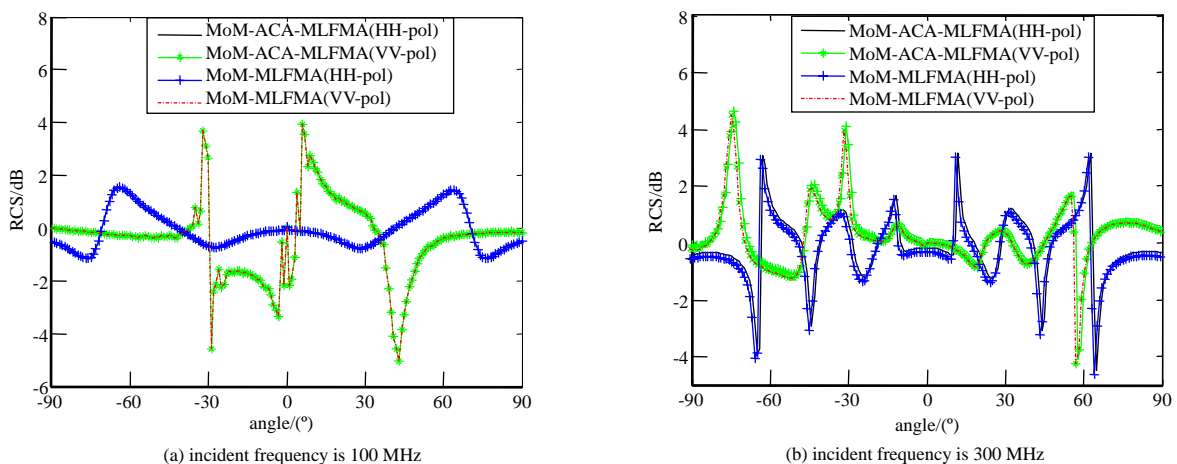


Fig.5 VV and HH-polarized bistatic RCS from the sphere of rough surface, the incident angles are set to $\theta=180^\circ$, $\phi=180^\circ$

图 5 粗糙面下方圆柱散射的双站 RCS 的 VV 极化和 HH 极化图, 入射角度 $\theta=180^\circ$, $\phi=180^\circ$

在入射频率为 300 MHz 时, 对于粗糙面和下方圆柱散射计算的各项性能比较见表 3。从表 3 中可以看出, 相同未知量, 加入 ACA-MLFMA 的 MoM 中阻抗矩阵的填充时间显著缩短; 存储量由 1.5 GB 减小为 33 MB, 明显大幅度下降; 线性方程组求解的时间也有所减少, 而迭代的次数几乎未改变。总时间的压缩主要由于以下两点: a) 阻抗矩阵的大小压缩导致填充时间的减少; b) 矩阵向量乘中的每次相乘的数量减少导致的迭代时间减少。

表 3 粗糙面下方圆柱的双站 RCS 计算的各项指标的比较
Table3 Comparison of performance of indicators of bistatic RCS from a cylinder under the rough surface

numerical method	unknown	matrix filling time/s	memory for non-diagonal block matrices	time for GMRESm/s	number of iterations	total time/s
MLFMA	13 700	162	1.5 GB	610	1 469	773
ACA-MLFMA	13 700	62	33 MB	428	1 479	492

通过以上算例可以得知，ACA-MLFMA 算法的运用可以大大减少计算的存储空间，提高计算速度，且不影响 MoM 的计算精确度。

4 结论

在数值计算结果中，仿真计算了复杂地下环境中目标的电磁散射，用基于表面积分方程的矩量法求解。在阻抗矩阵中非对角块代表目标自作用，该区域采用 MLFMA 算法来提高计算速率，在非对角块表示的目标之间的互耦合作用，该区域利用 ACA 算法来压缩矩阵，减少矩阵存储时间并减少矩阵向量乘的时间。本文在计算复合环境中的电磁散射时，引入了 MLFMA 和 ACA，数值算例表明，该算法能加快矩量法的计算，减少计算存储，并且不损失矩量法的计算精确度。

参考文献：

- [1] BAY H, FERRARI V, GOOL L V. Wide-base line stereo matching with line segments[C]// Proceedings of the IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. San Diego, USA: IEEE, 2005: 329–336.
- [2] THACKER N A, RIOCREUX P A, YATES R B. Assessing the completeness properties of pairwise geometric histograms[J]. Image and Vision Computing, 1995, 13(5): 423–429.
- [3] 傅丹, 王超, 徐一丹, 等. 一种直线段匹配的新方法[J]. 国防科技大学学报, 2008, 30(1): 115–120. (FU Dan, WANG Chao, XU Yidan, et al. A new algorithm of matching of line segments[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2008, 30(1): 115–120.)
- [4] WOO D M, PARK D C. Stereo line matching based on the combination of geometric and intensity data[C]// The 24th International Symposium on Computer and Information Sciences. METU Northern Cyprus Campus: [s.n.], 2009: 581–585.
- [5] WANG Z H, LIU H M, WU F C. HLD: a robust descriptor for line matching[J]. Pattern Recognition, 2009, 42(5): 941–953.
- [6] 王鲲鹏, 尚洋, 于起峰. 影像匹配定位中的直线倾角直方图不变矩法[J]. 计算机辅助设计与图形学学报, 2009, 21(3): 389–393. (WANG Kunpeng, SHANG Yang, YU Qifeng. An image matching approach based on the invariant moment of slope angle histogram[J]. Journal of Computer-Aided Design & Computer Graphics, 2009, 21(3): 389–393.)
- [7] 聂烜, 赵荣椿, 康宝生. 基于边缘几何特征的图像精确匹配方法[J]. 计算机辅助设计与图形学学报, 2004, 16(12): 1668–1675. (NIE Xuan, ZHAO Rongchun, KANG Baosheng. A precise image registration method by utilizing the geometric feature of edges[J]. Journal of Computer-Aided Design & Computer Graphics, 2004, 16(12): 1668–1675.)
- [8] 吕文涛, 吕高焕. SIFT 算法在雷达图像匹配中的应用[J]. 太赫兹科学与电子信息学报, 2010, 8(4): 388–392. (LYU Wentao, LYU Gaohuan. Application of scale invariant feature transform to SAR image matching[J]. Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology, 2010, 8(4): 388–392.)

作者简介：



刘志伟(1982–)，男，南昌市人，博士，副教授，主要研究方向为计算电磁学与快速算法。email: zwliu1982@hotmail.com.

唐丹((1992–)，女，江西省九江市人，在读硕士研究生，主要研究方向为计算电磁学与快速算法。

结顺利(1991–)，女，河南省洛阳市人，在读硕士研究生，主要研究方向为计算电磁学。

张月圆(1981–)，女，浙江省金华市人，硕士，讲师，主要研究方向为计算机应用技术。

张展扬(1995–)，女，石家庄市人，在读本科生，主要研究方向为电磁散射。