

多层各向异性等离子体球电磁散射的解析解

耿友林*** 吴信宝*** 官伯然**

*(西安电子科技大学电子工程学院 西安 710071)

** (杭州电子科技大学 天线与微波技术研究所 杭州 310018)

*** (上海微波技术研究所 上海 200063)

摘要: 给出 s 层各向异性等离子体球电磁场球矢量波函数解析表达式, 应用电磁场在 $(s-1)$ 层球壳边界上切向电磁场连续以及辐射条件, 导出了平面波入射情况下, s 层等离子体球电磁场的展开系数。将数值计算结果分别与矩量法-共扼梯度-傅里叶变换(MOM-CG-FFT)计算结果和均匀等离子体球的结果进行了比较, 符合得较好。该文研究结果预期可应用于新型天线的研制和卫星通信等领域。

关键词: 各向异性等离子体, 解析解, 球矢量波函数

中图分类号: 0441 文献标识码: A 文章编号: 1009-5896(2005)06-0987-04

The Analytical Solution of Electromagnetic Scattering by Multilayered Plasma Anisotropic Spheres

Geng You-lin*** Wu Xin-bao*** Guan Bo-ran**

*(School of Electronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

** (The Inst. of Antenna and Microwaves, Hangzhou Univ. of Electronic Engineering, Hangzhou 310018, China)

*** (Shanghai Institute of Microwave Technology, Shanghai 200063, China)

Abstract The analytical solution of spherical vector wave functions of electromagnetic fields in s -concentric homogeneous plasma anisotropic spheres is expanded in this paper. Applying the continuous boundary conditions of electromagnetic fields in $(s-1)$ plasma anisotropic spherical shell's surfaces, the unknown expansion coefficients in homogeneous s -concentric spheres and the scattering field in free space by a plane wave are derived. The numerical results are consistent by the presented method and Method of Moments (MOM) speeded up with the Conjugate-Gradient Fast-Fourier-Transform (CG-FFT) approach. A three-layer concentric plasma anisotropic spheres (the three permittivity tensors are similar) is calculated also, which conforms with the published results of the homogeneous plasma sphere. The findings presented in this paper may be applied in manufacture of new antenna, satellite communication, and other related areas.

Key words Plasma anisotropy, Analytical solution, Spherical vector wave functions

1 前言

等离子体是自由电子、离子和分子的混合气体, 当有外磁场作用于等离子体时, 等离子体表现为各向异性的性质, 其介电常数为并矢。因等离子体在物理学和隐身方面的广泛应用前景, 受到研究者的高度重视^[1-4]。近年来, 因各向异性材料可应用于微波器件、新型天线的研制、光信号处理器以及增加或降低散射体雷达散射截面隐身技术等方面, 对电磁波与各向异性媒质相互作用研究已经开展了很多工作, 其中有基于积分方程^[5,6]和微分方程^[7]以及解析解^[8]的研究, 虽然

上述研究主要是针对二维各向异性介质电磁散射开展的。在三维方面也开展了相应的研究工作, 其中有矩量法^[9,10], 混合积分方程的表面积分方法^[11], 谱域和傅里叶变换相结合^[12-14]等方法。本文在已得到均匀各向异性等离子体媒质的本征球矢量波函数解析表达式^[12]基础上, 利用球 Bessel 函数的性质, 分别给出 s 层均匀各向异性等离子体球本征球波函数的解析表达式, 应用电磁场在 $(s-1)$ 层均匀各向异性等离子体球壳分界面切向连续的边界条件以及球波函数在球面上切向分量之间正交条件, 导出了在平面波入射的情况下, s 层均匀等离子体同心球的各个区域本征函数以及多层各向

异性等离子体散射场的展开系数。理论分析和数值计算结果表明：在相邻的两层等离子体参数相同时，这两层等离子体可退化到一层来处理，我们还将计算结果和矩量法计算的结果进行了比较，两者符合得比较好。我们分别给出了多层无耗和有耗情况下的数值计算结果。预计该研究可应用于卫星通信、新型天线研制等方面。

在本文中，时间因子为 $\exp(-i\omega t)$ 。

2 理论计算公式

如图1所示， s 层等离子体球从外向内半径分别是 $a_1, a_2, \dots, a_p, \dots, a_s$ 。直角坐标的原点位于多层等离子体球的球心，入射的平面波沿 z 轴方向入射，电场的幅度为1，其极化方向沿 x 轴方向。等离子体球的区域从外到内分别为区域1, 2, \dots, s ，其相应的等离子体的电参数分别为 $\bar{\epsilon}_p (p=1, 2, \dots, s)$ ，等离子体球外的自由空间为0区域，其相应的媒质参数为 ϵ_0 和 μ_0 。等离子体的电参数可表示为^[1-4, 12]

$$\bar{\epsilon}_p = \begin{bmatrix} \epsilon_{p1} & -\epsilon_{p2} & 0 \\ \epsilon_{p2} & \epsilon_{p1} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{p3} \end{bmatrix}, \quad p=1, 2, \dots, s \quad (1)$$

区域 p 的电场矢量满足的矢量波方程为^[8, 12-14]

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \omega^2 \bar{\epsilon}_p \mu_0 \mathbf{E} = 0 \quad (2)$$

利用傅里叶变换^[8, 12-14]，用各向同性球矢量波函数展开的本征波矢量与平面波因子乘积的解析表达式，电磁场在坐标原点有限条件和球 Bessel 函数的性质，可得满足式(2)在区域 s 的场表达式为^[12] ($r \leq a_s$ ，下标为 s)

$$\mathbf{E}_s = \sum_{q=1}^2 \sum_{mnn'} G_{mn'q} \int_0^\pi [A_{mnq}^{es} \mathbf{M}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{sq}) + B_{mnq}^{es} \mathbf{N}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{sq}) + C_{mnq}^{es} \mathbf{L}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{sq})] P_n^m(\cos \theta_k) k_{sq}^2 \sin \theta_k d\theta_k \quad (3a)$$

$$\mathbf{H}_s = \sum_{q=1}^2 \sum_{mnn'} G_{mn'q} \int_0^\pi [A_{mnq}^{hs} \mathbf{M}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{sq}) + B_{mnq}^{hs} \mathbf{N}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{sq}) + C_{mnq}^{hs} \mathbf{L}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{sq})] P_n^m(\cos \theta_k) k_{sq}^2 \sin \theta_k d\theta_k \quad (3b)$$

根据 Bessel 函数的性质，同理可得区域 p 的电磁场表达式为 ($a_p \leq r \leq a_{p+1}$, $p=1, 2, \dots, s-1$)

$$\mathbf{E}_p = \sum_{l=1}^2 \sum_{q=1}^2 \sum_{mnn'} F_{mn'q}^{(p,l)} \int_0^\pi [A_{mnq}^{ep} \mathbf{M}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{pq}) + B_{mnq}^{ep} \mathbf{N}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{pq}) + C_{mnq}^{ep} \mathbf{L}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{pq})] \cdot P_n^m(\cos \theta_k) k_{pq}^2 \sin \theta_k d\theta_k \quad (4a)$$

$$\mathbf{H}_p = \sum_{l=1}^2 \sum_{q=1}^2 \sum_{mnn'} F_{mn'q}^{(p,l)} \int_0^\pi [A_{mnq}^{ep} \mathbf{M}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{pq}) + B_{mnq}^{ep} \mathbf{N}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{pq}) + C_{mnq}^{ep} \mathbf{L}_{mn}^{(l)}(\mathbf{r}, k_{pq})] \cdot P_n^m(\cos \theta_k) k_{pq}^2 \sin \theta_k d\theta_k \quad (4b)$$

在表达式(3a)-(4b)中， n' 和 n 是从0到 $+\infty$ 的求和， m 是从 $-n$ 到 n 的求和，在球坐标系中， k 是指向 (θ, ϕ_k) 的方向，而 r 是指向 (θ, φ) 方向的。 $\mathbf{M}_{mn}^{(l)}(\bar{r}, k)$ 、 $\mathbf{N}_{mn}^{(l)}(\bar{r}, k)$ 和 $\mathbf{L}_{mn}^{(l)}(\bar{r}, k)$ 为第 l 类球矢量波函数，它们的详细的表达式参看

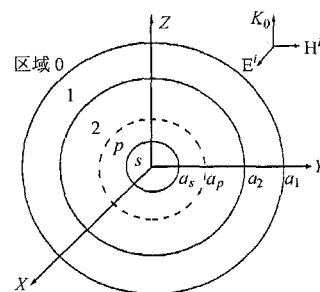


图1 S 层各向异性等离子体球电磁散射的几何图

文献[12,13], $G_{mn'q}$ ($q=1,2$) 和 $F_{mn'q}^{(p,l)}$ ($p=1,2,\dots,s-1; q=1,2; l=1,2$) 与文献[12]相同，是区域 p ($p=1,2,\dots,s$) 用球矢量波函数展开电磁场的未知系数，为待求量。 k_{pq} ($p=1,2,\dots,s; q=1,2$) 分别是等离子体区域 p 的本征值， $A_{mnq}^p, B_{mnq}^p, C_{mnq}^p$ ($t=e,h; p=1,2,\dots,s$) 是区域 p 等离子体参数和 θ_k 的函数，在文献[12]中已经给出其详细的表达式。

入射的平面电磁波可以用球矢量波函数展开，具体表达式如下(上标用 i 表示)^[12]

$$\mathbf{E}^i = \sum_{mn} [\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}] [a_{mn}^x \mathbf{M}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_0) + b_{mn}^x \mathbf{N}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_0)] \quad (5a)$$

$$\mathbf{H}^i = \frac{k_0}{i\omega\mu_0} \sum_{mn} [\delta_{m,1} + \delta_{m,-1}] [a_{mn}^x \mathbf{N}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_0) + b_{mn}^x \mathbf{M}_{mn}^{(1)}(\mathbf{r}, k_0)] \quad (5b)$$

a_{mn}^x, b_{mn}^x 和 δ_{mn} 表达式参看文献[12]。

根据所取时间因子和电磁场远区辐射条件，可得到自由空间中的散射场球矢量波函数解析表达式，这里不再给出，可参看文献[12]。到此，我们已经得到了平面波入射情况下， s 层等离子体与自由空间共 $(s+1)$ 区域的电磁场球矢量波函数的解析表达式，所需要的是求解 $(s+1)$ 区域电磁场本征函数的展开系数，共 $4S \times N$ 个 (N 是本征函数的表达式中的 n 与 n' 的最大值)。系数的求取是通过等离子体球壳的内外边界上电磁场连续的边界条件，利用切向球矢量波函数的正交特性，将散射波的待定系数消去，可得以下的矩阵方程

$$\mathbf{Z} \times \mathbf{X}_1 = \mathbf{S}, \quad r = a_1 \quad (6a)$$

$$\mathbf{T}_{p-1,p} \cdot \mathbf{X}_{p-1} = \mathbf{T}_{p,p} \cdot \mathbf{X}_p, \quad r = a_p (p=2, 3, \dots, s) \quad (6b)$$

式(6a)与(6b)中， $\mathbf{Z}, \mathbf{X}, \mathbf{T}$ 和 \mathbf{S} 分别表示 $2N \times 4N, 4N \times 1, 4N \times 4N$ 和 $2N \times 1$ 的矩阵，在 $p=s$ 时， $\mathbf{T}_{s,s}$ 和 \mathbf{X}_s 分别是 $4N \times 2N$ 和 $2N \times 1$ 的矩阵，其具体的表达式如下

$$\mathbf{Z} = \begin{pmatrix} \mathbf{Z}_{11} & \mathbf{Z}_{12} & \mathbf{Z}_{21} & \mathbf{Z}_{22} \\ \mathbf{Y}_{11} & \mathbf{Y}_{12} & \mathbf{Y}_{21} & \mathbf{Y}_{22} \end{pmatrix} \quad (7a)$$

$$\mathbf{X}_p = \begin{cases} [\mathbf{F}_1^{p1}, \mathbf{F}_2^{p1}, \mathbf{F}_1^{p2}, \mathbf{F}_2^{p2}]^T, & p=1, 2, \dots, s-1 \\ [\mathbf{G}_1, \mathbf{G}_2]^T, & p=s \end{cases} \quad (7b)$$

$$\mathbf{S} = [\mathbf{J}, \mathbf{I}]^T \quad (7c)$$

$$T_{p,f} = \begin{bmatrix} T_{11}^{(pf)} & T_{12}^{(pf)} & T_{13}^{(pf)} & T_{14}^{(pf)} \\ T_{21}^{(pf)} & T_{22}^{(pf)} & T_{23}^{(pf)} & T_{24}^{(pf)} \\ T_{31}^{(pf)} & T_{32}^{(pf)} & T_{33}^{(pf)} & T_{34}^{(pf)} \\ T_{41}^{(pf)} & T_{42}^{(pf)} & T_{43}^{(pf)} & T_{44}^{(pf)} \end{bmatrix} \quad (7d)$$

$p = 2, 3, \dots, s-1; \quad f = p-1, p$

式(7b), (7c)中的上标 T 表示矩阵的转置, 式(7d)中, 当 $p=f=s$ 时, 此时的 $T_{p,f}$ 退化成只有左边的两列。 $T_{lk}^{(pf)}$ ($p=1, 2, 3, \dots, s-1; f=p-1$ 或 $p; l=1, 2, 3, 4; k=1, 2, 3, 4$) 是 $N \times N$ 矩阵, 具体的矩阵单元是

$$T_{lq}^{(pf)}(n, n') = \int_0^\pi A_{mnq}^{up} j_n(k_{pq} a_f) P_n^m(\cos \theta_k) k_{pq}^2 \sin \theta_k d\theta_k \quad (8a)$$

$$T_{lq}^{(pf)}(n, n') = \int_0^\pi \left[B_{mn}^{up} \frac{1}{k_{pq} r} \frac{d}{dr} [r j_n(k_{pq} r)] + C_{mn}^{up} \frac{j_n(k_{pq} r)}{r} \right]_{r=a_f} \cdot P_n^m(\cos \theta_k) k_{pq}^2 \sin \theta_k d\theta_k \quad (8b)$$

式(8a)中, 左边的下标 l 取 1, 3 分别对应于右边的上标 u 取 e, h ; 同样, 式(8b)中, 左边的下标 l 取 2, 4 分别对应于右边的上标 u 取 e, h , 式(8a), (8b)中 $q=1, 2$ 和 $m=\pm 1$ 。将上面的表达式左边矩阵单元的下标 q 换成 $q+2$, 对于右边积分中的第一类 Bessel 函数换成相对应的第二类 Bessel 函数, 即可得出 $T_{p,f}$ 矩阵其余的矩阵单元。 Z_{lq} ($l=1, 2; q=1, 2$) 也是 $N \times N$ 矩阵, 具体的矩阵单元表示为

$$Z_{lq}(n, n') = \int_0^\pi \left\{ A_{mnq}^{e2} \frac{1}{k_0 r} \frac{d}{dr} [r h_n^{(l)}(k_0 r)] z_n^{(l)}(k_{2q} r) - \frac{i\omega\mu_0}{k_0} \cdot \left[B_{mnq}^{h2} \frac{1}{k_{pq} r} \frac{d}{dr} [r j_n(k_{pq} r)] + C_{mn}^{hp} \frac{j_n(k_{pq} r)}{r} \right] \cdot h_n^{(l)}(k_0 r) \right\}_{r=a_l} \cdot P_n^m(\cos \theta_k) k_{2q}^2 \sin \theta_k d\theta_k \quad (9)$$

Y_{lq} ($l=1, 2; q=1, 2$) 与 Z_{lq} ($l=1, 2; q=1, 2$) 相似, 这里我们不再给出其详细的表达式。 J, I 为 $N \times 1$ 矩阵, 其矩阵单元为

$$\left. \begin{aligned} J_{mn} &= \left[\delta_{m,1} + \delta_{m,-1} \right] a_{mn}^x \frac{1}{(k_0 a_1)^2} \\ I_{mn} &= \left[\delta_{m,1} + \delta_{m,-1} \right] b_{mn}^x \frac{1}{(k_0 a_1)^2} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

而未知系数矩阵 F_q^{pl} 和 G_q ($p=1, 2, \dots, s-1; l=1, 2; q=1, 2$) 皆是 $N \times 1$ 的矩阵, 具体表示为

$$\left. \begin{aligned} F_q^{pl} &= \left[F_{m1q}^{(p,l)}, F_{m2q}^{(p,l)}, \dots, F_{mNq}^{(p,l)} \right]^T \\ G_q &= \left[G_{m1q}, G_{m2q}, \dots, G_{mNq} \right]^T \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

和前面相同, N 是电磁场展开式中 n 与 n' 所取的最大值, 该表达式中 $m=\pm 1$, 上标 T 为该矩阵的转置。

由式(6b)可以看出, 当相邻两层的电特性相同, 即其本征值也相同, 有 $T_{p-1,p} = T_{p,p}$, 可得到 $X_{p-1} = X_p$ 。也就是在此情况下, 相邻两层可以退化到一层来处理, 后面的数值计算也

验证了相同的结论。

由式(6b), 通过递推方法, 可以得出以下表达式:

$$\begin{aligned} X_1 &= T_{12}^{-1} \cdot T_{22} \cdot X_2 = T_{12}^{-1} \cdot T_{22} \cdot T_{23}^{-1} \cdot T_{33} \cdot X_3 \\ &= \dots = T_{12}^{-1} \cdot T_{22} \cdot T_{23}^{-1} \cdot T_{33} \cdot \dots \cdot T_{s-1,s}^{-1} \cdot T_{s,s} \cdot X_s \end{aligned} \quad (12)$$

式(12)和式(6a)连解, 能够分别求出不均匀等离子体各层本征球矢量波函数展开的电磁场展开系数, 即可求出任何区域任何位置电磁场的具体结果, 在此基础上可求出平面波入射不均匀等离子体球的散射场的散射系数, 最后, 利用球 Hankel 函数大宗量渐近表示式, 可求出该情况下的雷达散射截面。

3 数值计算的结果及讨论

为了验证本文理论和数值计算结果的正确性, 首先将本文的计算结果与用 MOM-CG-FFT^[10] 计算的结果进行了比较。因 MOM-CG-FFT 是数值方法, 计算的电尺寸比较小, 我们计算两层等离子体球情况, 具体参数为 $k_0 a_1 = 0.2\pi, k_0 a_2 = 0.1\pi, \epsilon_{11} = 3\epsilon_0, \epsilon_{12} = i\epsilon_0, \epsilon_{13} = 2\epsilon_0, \epsilon_{21} = 4\epsilon_0, \epsilon_{22} = i\epsilon_0, \epsilon_{23} = 3\epsilon_0$ 。分别计算了 E 面(图 1 中的 xoz 面)和 H 面(图 1 中的 yoz 面), 计算的结果如图 2 所示。图中的实线为本文的方法, 虚线是用 MOM-CG-FFT 计算的结果。在计算此图时, N 取 4, 而用 MOM-CG-FFT 计算时, 将包含此不均匀等离子体球范围分成 $16 \times 16 \times 16$ 块, 精度为 10^{-4} , 迭代了 19 次即得到所需要的结果。从此图我们可以看出, 两者符合得比较好; 图 3 给出了 3 层电参数相同的等离子体球电磁散射特性。具体参数如下: $k_0 a_1 = \pi, k_0 a_2 = 0.8\pi, k_0 a_3 = 0.6\pi; \epsilon_{11} = \epsilon_{21} = \epsilon_{31} = 5.3495\epsilon_0, \epsilon_{12} = \epsilon_{22} = \epsilon_{32} = 2i\epsilon_0, \epsilon_{13} = \epsilon_{23} = \epsilon_{33} = 7\epsilon_0$ 。该图的实线为 E 面, 虚线为 H 面, N 取 10, 该计算的结果和文献[12]中的图 3 是相同的。从图 2 和图 3 可以说明本文所述的理论和所编的 Fortran 程序的有效性。在此基础上, 我们计算了有耗和无耗情况下 5 层等离子体球雷达散射截面, 如图 4 和图 5 所示。

图 4 是中等尺寸情况下, 5 层无耗等离子体的计算结果, 具体的等离子体的电参数为 $k_0 a_1 = 2\pi, k_0 a_2 = 1.8\pi, k_0 a_3 = 1.6\pi, k_0 a_4 = 1.4\pi, k_0 a_5 = 1.2\pi; \epsilon_{11} = 2\epsilon_0, \epsilon_{12} = i\epsilon_0, \epsilon_{13} = 3\epsilon_0, \epsilon_{21} = 2.5\epsilon_0, \epsilon_{22} = i\epsilon_0, \epsilon_{23} = 4\epsilon_0, \epsilon_{31} = 3\epsilon_0, \epsilon_{32} = i\epsilon_0, \epsilon_{33} = 2\epsilon_0, \epsilon_{41} = 4\epsilon_0, \epsilon_{42} = i\epsilon_0, \epsilon_{43} = 2\epsilon_0, \epsilon_{51} = 3\epsilon_0, \epsilon_{52} = i\epsilon_0, \epsilon_{53} = 2\epsilon_0$; 其中, 实线为 E 面, 虚线为 H 面的雷达散射截面, 此时的 N 所取的最大值为 14。图 5 给出了 5 层有损耗

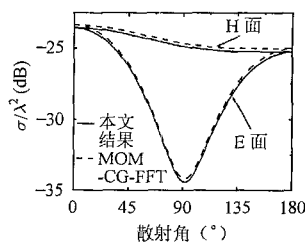


图 2 两层等离子体球雷达散射截面计算结果

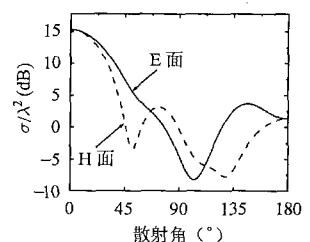


图 3 3 层电参数相同的等离子体球散射截面随散射角的变化曲线

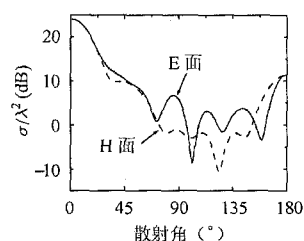


图4 5层无耗等离子体球雷达散射截面

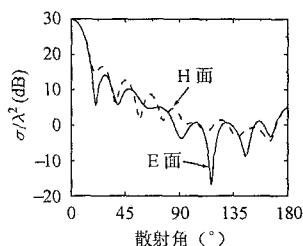


图5 5层有耗等离子体球雷达散射截面

的情况, 电大尺寸的雷达散射截面, 具体的计算参数为 $k_0a_1=3\pi$, $k_0a_2=2.9\pi$, $k_0a_3=2.8\pi$, $k_0a_4=2.7\pi$, $k_0a_5=2.6\pi$; $\epsilon_{11}=(4+0.2i)\epsilon_0$, $\epsilon_{12}=i\epsilon_0$, $\epsilon_{13}=(2+0.1i)\epsilon_0$, $\epsilon_{21}=(2+0.1i)\epsilon_0$, $\epsilon_{22}=i\epsilon_0$, $\epsilon_{23}=(4+0.2i)\epsilon_0$, $\epsilon_{31}=(3+0.1i)\epsilon_0$, $\epsilon_{32}=i\epsilon_0$, $\epsilon_{33}=(2+0.1i)\epsilon_0$, $\epsilon_{41}=(4+0.2i)\epsilon_0$, $\epsilon_{42}=i\epsilon_0$, $\epsilon_{43}=(2+0.1i)\epsilon_0$, $\epsilon_{51}=(2+0.1i)\epsilon_0$, $\epsilon_{52}=i\epsilon_0$, $\epsilon_{53}=(3+0.1i)\epsilon_0$; 此时的 N 取值为 18。

由上述数值计算结果可得出以下结论:

(1) 该方法是在均匀等离子体球电磁场球矢量波函数的基础上完成的, 其模式可退化到单个球情况(图 3), 数值计算时所取的项数随着电尺寸的增加而有所增大。

(2) 等离子体球的雷达散射截面随各向异性等离子体球的电尺寸增加而相应地有所增大。

(3) 在电尺寸较小的情况下(图 2), 随散射角的变化, H 面下降比较平坦, 而 E 面下降的较快, 在接近散射角 90° 的地方达到了最低, 而后迅速上升, 在 180° 处与 H 面相同。

(4) 随着电尺寸的增大, E 面和 H 面都有振荡现象, 电尺寸越大, 振荡的峰和谷越多, 这说明随着电尺寸的增加, 散射截面所包含等离子体本身的信息越多。

4 结束语

本文是文献[12]工作的进一步的扩展, 是在我们已经所做工作的基础上, 利用均匀各向异性等离子体球的球矢量波函数解析解, 应用辐射条件和电磁场切向连续的边界条件以及本征球矢量波函数在球面切向上的正交性, 导出了平面波入射情况下多层各向异性等离子体球本征球矢量解析解的表达式。在此基础上, 开展了相应的数值计算, 并与矩量法计算的结果进行了比较, 两者符合得较好。理论分析和数值计算的结果还表明: 该文的结果可退化到单个等离子体散射的情况。说明了本文的理论和所编的 Fortran 程序是正确的。该方法不仅能计算无耗情况下多层等离子体球电磁散射, 而且能计算有耗情况下多层等离子体球电磁散射特性。预期该文的结果可应用于等离子体物理, 隐身技术以及卫星通信系统之中。

参考文献

- [1] Swarner W G, Peters Jr, L. Radar cross sections of dielectric or plasma coated conducting spheres and circular cylinders. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 1963, AP-11(5): 558 - 569.
- [2] Chen H C, Cheng D K. Scattering of electromagnetic waves by an anisotropic plasma-coated conducting cylinder. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 1964, AP-12(3): 348 - 353.
- [3] Yeh K C, Liu C H. Theory of Ionosphere Waves. Now York: Academic Press, 1972, 3.1 - 4.19.
- [4] 刘少斌, 莫锦军, 袁乃昌. 电磁波在不均匀磁化等离子体中的吸收. *电子学报*, 2003, 41(3): 372 - 375.
- [5] Graglia R D, Uslenghi P L E. Electromagnetic scattering from anisotropic materials Part I: General theory. *IEEE Trans. on Antennas Propagation*, 1984, AP-32(8): 867 - 869.
- [6] Beker B, Umashankar K R. Analysis of electromagnetic scattering by arbitrarily shaped two-dimensional anisotropic objects: combined field surface integral equation formulation. *Electromagnetics*, 1989, 9(2): 215 - 219.
- [7] Taflove A. Review of the formulation and applications of the finite-difference-time-domain method for numerical modeling of electromagnetic wave interactions with arbitrary structures. *Wave Motion*, 1988, 10(6): 547 - 582.
- [8] Wu X B, Yasumoto K. Three-dimensional scattering by an infinite homogeneous anisotropic cylinder: An analytical solution. *J. of Appl. Phys.*, 1997, 82(1): 1996 - 2003.
- [9] Graglia R D, Uslenghi P L E, Zich R S. Moment method with isoparametric elements for three-dimensional anisotropic scatterers. *Proc. IEEE*, 1989, 77(5): 750 - 760.
- [10] 朱秀芹, 耿友林, 吴信宝. 三维各向异性介质目标电磁散射的 MOM-CG-FFT 方法. *电波科学学报*, 2002, 17(3): 209 - 215.
- [11] Beker B. Analysis of electromagnetic scattering by arbitrarily shaped anisotropic objects using combined field surface integral equation formulation, [Ph.D. Dissertation], University of Illinois at Chicago, May, 1988.
- [12] Geng Y L, Wu X B, Li L W. Analysis of electromagnetic scattering by a plasma anisotropic sphere. *Radio Science*, 2003, 38(6): 1104/1-12.
- [13] Ren W. Contributions to the electromagnetic wave theory of bounded homogeneous anisotropic media. *Phys. Rev. E*, 1993, 47(1): 664 - 673.
- [14] Papadakis S N, Uzunoglu N K, Capsalis C N. Scattering of a plane wave by a general anisotropic dielectric ellipsoid. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1990, 7(6): 991 - 997.

耿友林: 男, 1966年生, 高级工程师, 博士生, 电子学会高级会员, 主要从事电磁场理论和电子技术教学和科研工作。

吴信宝: 男, 1965年生, 博士, 研究员, 所长, 中国电子学会会员, IEEE 高级会员, 美国纽约科学院院士, 主要研究方向为复杂介质中电磁波传播、计算电磁学、散射以及天线等。

官伯然: 男, 1955年生, 博士, 教授, 博士生导师, 校长助理, 主要从事微波通信与天线、超导电子学等方面的技术工作。