

双负介质覆盖导体球宽带散射特性分析

王茂琰¹, 徐 军¹, 魏 兵², 葛德彪²

(1. 电子科技大学物理电子学院 成都 610054; 2. 西安电子科技大学理学院 西安 710071)

【摘要】从双负介质的本构关系出发,给出了描述双负介质场与流的微分方程组,将其离散得到用于FDTD计算的三维递推表达式。与文献[5]结果对比并验证了本文该算法和程序的正确性。最后,计算了导体球覆盖双负介质或等离子体时的电磁散射。计算表明:由于模拟的双负介质是匹配介质,其吸波性能要明显地优于等离子体的;适当选取双负介质参数,可以使双负介质包层有效地减小目标的雷达回波。

关键词 双负介质; 电磁散射; 时域有限差分法; 等离子体
中图分类号 TN011 文献标识码 A

Analysis of Characteristic about Broadband Scattering of Metallic Sphere Covered by Double-Negative Metamaterials

WANG Mao-yan¹, XU Jun¹, WEI Bing², GE De-biao²

(1. School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China Chengdu 610054;

2. School of Technical Physics, Xi'dian University Xi'an 710071)

Abstract From double-negative (DNG) metamaterials' constitutive relation, we deduce the differential equations that describe characters of electromagnetic (EM) wave in DNG media. DNG media's three-dimension Finite-Difference Time-Domain (FDTD) formulation is obtained by dispersing those differential equations. The calculation result is coincident with those in Ref. [5]. Finally, EM scattering of metallic sphere covered by DNG media or plasma is computed. Because of DNG media's impedance matched to the free space, its absorbing electromagnetic wave character is better than that of plasma.

Key words double-negative metamaterials; EM scattering; FDTD method; plasma

文献[1]中指出,介电系数和磁导系数均为负的介质具有不同寻常的电磁特性,如逆斯涅耳定律(Reversed Snell Refraction)等。由于自然界并不存在双负介质(指介电系数和磁导系数均为负),因此文献[1]的理论预言在随后的30年里没有得到重视。文献[2]预言利用人造复合材料和金属线阵列组合起来能够制造出双负性材料。文献[3]根据文献[2]的研究结果,用细金属导线阵列和开路环谐振器(Split Ring Resonator, SRR)阵列构造出了介电系数与磁导系数同时为负的人工介质,这一发现引起了人们极大的关注。文献[4]分别提出了另一种结构简单、色散相对较小的双负介质,不是由细金属导线阵列和开路环谐振器构成,而是由传输线上加载串联的电感和并联的电感构成。数值、解析和实验的结果证明这种传输线模型确实能显示文献[1]预言的有关双负介质的特性。近年来,随着双负材料制备的研究,其

潜在应用逐步浮出水面。如利用双负介质独特的性质有望制造出尺度远小于一个波长的谐振器和高定向天线等。值得注意的是双负介质还有可能用于吸波和隐身。

从现有文献看,时域有限差分(Finite-Difference Time-Domain, FDTD)方法^[5-7]在对双负介质的数值模拟方面独占鳌头,大部分结合理论分析的计算都是以色散介质Drude模型利用FDTD方法进行的。本文尝试用FDTD方法仿真双负介质与等离子体的隐身,比较两者的吸波特性,探讨双负介质在隐身方面的应用前景。

1 双负介质FDTD方法

1.1 描述双负介质的微分方程

双负介质的介电系数和磁导系数可用有耗Drude^[5-6]模型来描述,即:

收稿日期:2006-06-19

基金项目:电波环境特性及模化技术国家级重点实验室基金资助项目(51486030305HT0101)

作者简介:王茂琰(1979-),女,博士生,主要从事电磁波在导向介质传播和散射特性方面的研究。

$$\begin{cases} \varepsilon(\omega)=\varepsilon_0\left\{1-\omega_{pe}^2/[\omega(\omega+i\Gamma_e)]\right\} \\ \mu(\omega)=\mu_0\left\{1-\omega_{pm}^2/[\omega(\omega+i\Gamma_m)]\right\} \end{cases} \quad (1)$$

式中 ω 为入射电磁波的频率; ε 、 ε_0 、 μ 、 μ_0 分别为介电系数、真空介电系数、磁导系数、真空磁导系数; ω_{pe} 和 ω_{pm} 分别为电等离子体和磁等离子体振荡频率; Γ_e 和 Γ_m 分别为电等离子体和磁等离子体的电子碰撞频率。在无源时, 双负介质中场与流的方程可写为:

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t + \mathbf{J} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \partial \mathbf{H} / \partial t - \mathbf{K} \\ \partial \mathbf{J} / \partial t + \Gamma_e \mathbf{J} = \varepsilon_0 \omega_{pe}^2 \mathbf{E} \\ \partial \mathbf{K} / \partial t + \Gamma_m \mathbf{K} = \mu_0 \omega_{pm}^2 \mathbf{H} \end{cases} \quad (2)$$

1.2 双负介质FDTD递推式及介质边界的处理

将方程(2)写成分量式, 再将分量式按标准Yee元胞中的取样点差分离散, 可得用于FDTD计算的三维递推关系式。离散时电场和电流在整数时间步取值, 而磁场和磁流在半整数时间步取值。电流在电场的节点取样, 而磁流在磁场的节点取样。限于篇幅下面仅给出电场和电流 x 分量递推式为:

$$E_x^{n+1}(i+\frac{1}{2}, j, k) = E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} J_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) + \left. \begin{aligned} & \left[\frac{H_z^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}, k) - H_z^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}, k)}{\Delta y} \right] - \\ & \left[\frac{H_y^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j, k+\frac{1}{2}) - H_y^{n+1/2}(i+\frac{1}{2}, j, k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right] \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$J_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) = \frac{(1-\frac{1}{2}\Gamma_e\Delta t)}{(1+\frac{1}{2}\Gamma_e\Delta t)} J_x^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) + \frac{1}{2} \frac{(\varepsilon_0\omega_{pe}^2\Delta t)}{(1+0.5\Gamma_e\Delta t)} \left[E_x^n(i+\frac{1}{2}, j, k) + E_x^n(i-\frac{1}{2}, j, k) \right] \quad (4)$$

由于麦克斯韦微分形式在介质边界介质参数突变处失效, 通常电磁问题处理中需要用到边界条件。文献[8]采用介质边界两面参数取平均的办法处理该问题。根据电磁理论可以推得在介质与真空的交界面上, 极化强度和磁化强度是介质内部的一半。因此, 本程序中仍采用求平均的方法处理介质边界上的采样点。以下算例的计算都在直角坐标下进行。

2 数值结果

为验证算法和程序的正确性, 例1将本文计算结果与文献[5]的结果相对比。计算中 δ 、 Δt 、 c 分别为空间、时间离散间隔和真空中的光速。

例1 二维线源的辐射: FDTD计算域为 $850\delta \times 650\delta$, 双负介质板的大小为 $696\delta \times 100\delta$, $\omega_{pe}=\omega_{pm}=\omega_p=266.5$ GHz, $\Gamma_e=\Gamma_m=\Gamma=0$, 线源位于距介质板 50δ 处, 波源为 $E(t)=\sin\omega_0 t$, 其中, $\omega_0=2\pi f_0$, $f_0=30$ GHz, $\delta=0.02$ cm, $\Delta t=\delta/1.6c$ 。根据文献[5]的解析理论, 该线源的辐射场将在介质板中间和板另一侧距板 50δ 处出现两个会聚点。图1是程序计算的第3950时间步的电场强度分布图, 图中介质板的位置用实线标出。可以看出计算结果与文献[5]的理论预言一致, 同时这一结果也与该文献中图7的结果一致, 这说明了算法的正确性。

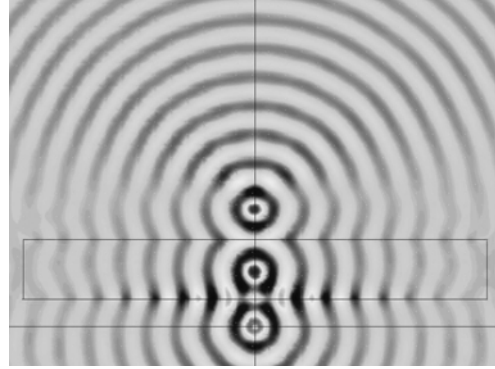
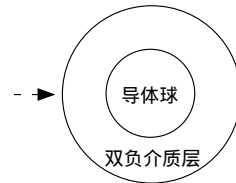


图1 线源辐射场在双负板和真空中的会聚效应图

例2 导体球覆盖介质时的宽带后向散射: 导体球如图2a所示, 半径为1 cm, 介质层的厚度为1cm。入射波为微分高斯脉冲, FDTD计算中取 $\delta=0.0667$ cm, $\Delta t=\delta/2c$ 。导体球的后向RCS如图2b所示: 稀虚线表示没有介质覆盖层, 实线表示覆盖层为双负介质的情况, 其中双负介质参数 $\omega_p=39.87$ GHz, $\Gamma=0.1$ GHz, 而密虚线表示覆盖层为非磁性等离子体($\omega_{pm}=\Gamma_m=0$, 其他参数与双负介质同)。由图中可以看出, 双负介质覆盖层能在宽频段里减小目标的后向RCS。由于模拟的双负介质是匹配的, 其吸波性能要明显的优于等离子体的。



a. 覆盖双负介质的导体球

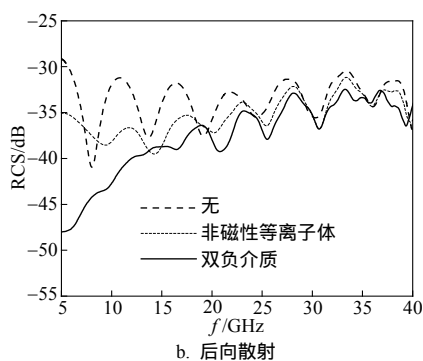


图2 导体球覆盖介质的后向散射

例3 导体球覆盖双负介质时的宽带后向散射：导体球仍以图2a为例。图3a给出了双负介质层的厚度为1 cm、 $\Gamma=0.1$ GHz、稀虚线、密虚线、实线分别代表 ω_p 取39.87、281.9、398.7 GHz时的后向散射；图3b中双负介质层的厚度为1 cm、 $\omega_p=100$ GHz，稀虚线、密虚线、实线分别代表 Γ 取10、50、500 GHz；图3c中 $\omega_p=100$ GHz、 $\Gamma=0.1$ GHz，密虚线、稀虚线、实线分别代表介质层厚度 d 取0.6、1.0、1.6 cm。

从图3a中看出，当双负介质的其他参数不变，随着双负介质等离子体振荡频率 ω_p 的增加，导体球的后向散射先减少，后增加，在相对高的频段双负介质的吸波特性比较好；从图3b中看出双负介质的电子碰撞频率 Γ 的增加，在相对高的频段有助于后向散射的减少；从图3c中看出随厚度的增加，在相当大的频段导体球的后向散射减少。

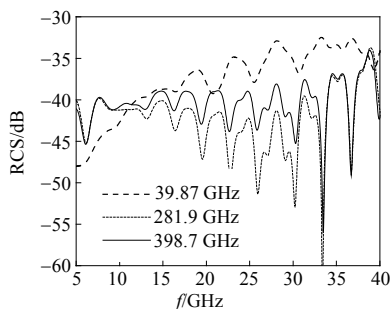
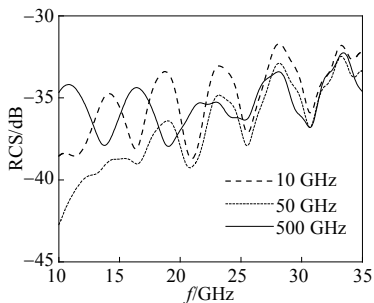
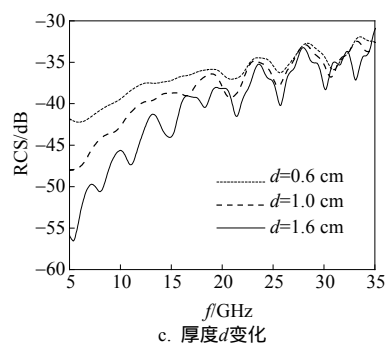
a. 等离子体振荡频率 ω_p 变化b. 碰撞频率 Γ 变化

图3 导体球覆盖双负介质层的后向散射

3 结论

本文利用FDTD方法计算了导体球覆盖双负介质或等离子体时的电磁散射。计算表明：一般来说，与等离子体一样，双负介质覆盖层对电磁波的吸收与等离子体振荡频率 ω_p 、电子碰撞频率 Γ 、厚度 d 、电磁波的频率等因素有关。由于模拟的双负介质是匹配介质，其吸波性能要明显地优于等离子体，适当选取双负介质参数，可以使双负介质包层有效地减小目标的雷达回波。

参考文献

- [1] VESELAGO V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. Sov. Phys. Usp, 1968, 10(4): 509-514.
- [2] SHELBY R A, SMITH D R, SCHULTZ S. Experimental verification of a negative index of refraction[J]. Science, 2001, 292(6): 77-79.
- [3] PENDRY J B, HOLDEN A J, ROBBINS D J, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena[J]. IEEE Trans. Microwave Theory Tech, 1999, 47(11): 2075-2084.
- [4] ELEFTHERIADES G V, IYER A K, KREMER P C. Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission line[J]. IEEE Trans. Microwave. Theory Tech., 2002, 50(12): 2702-2712.
- [5] ZIOLKOWSKI R W, HEYMAN E. Wave propagation in media having negative permittivity and permeability[J]. Physics Review E, 2001, 64(5): 056625-056640.
- [6] RICHARD W Z, ALLISON D K. Causality and double-negative metamaterials[J]. Physical Review E, 2003, 68(2): 026615-026624.
- [7] WANG M Y, GE D B, XU J, et al. FDTD study on back scattering of conducting sphere coated with double-negative metamaterials[J]. International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 2007, 28(2): 199-206.
- [8] 葛德彪, 闫玉波. 电磁波时域有限差分法[M]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2002.

编辑 税红