

使用超电磁材料制作无损检测探头的模拟分析

许占显,孔立堵

(空军第一航空学院,信阳 464000)

摘要:为了探索超电磁材料在无损检测领域的应用,采用双负超电磁材料球壳包覆一个微小电流元的模型,应用基于有限元法(FEM)的 Ansoft HFSS 软件,模拟超电磁材料改善无损检测探头电磁辐射的特性。电磁模型的内半径 $r_1=1.0\text{ mm}$,外径为变量;介质 $\epsilon_r=\mu_r=-3$,电损耗和磁损耗为 0.1;电流元为长 0.3 mm、直径 0.2 mm,激励电流 1 mA,频率为 10 GHz,辐射边界。模拟了三种情形下近电场随球壳内外径比值的变化、涂覆超电磁材料的探头在表面开口裂缝附近形成的电场,并与涂覆常规电磁材料的探头形成的近场量值进行对比。试验得出,涂覆超电磁材料的探头其近场电磁特性优于涂覆常规材料和不涂材料,可用于开发未来超电磁材料的无损检测探头。

关键词:超电磁材料探头;无损检测;裂纹;Ansoft HFSS 软件

中图分类号:TG115.28 文献标志码:A 文章编号:1000-6656(2010)05-0345-04

Simulation Analysis of Nondestructive Testing Probe Made of Metamaterial

XU Zhan-Xian, KONG Li-Du

(The First Aeronautical Institute of the Air Force of China, Xinyang 464000, China)

Abstract: For investigating application of metamaterial at nondestructive inspection realm, simulation of improving of a nondestructive testing(NDT) probe electromagnetic radiant property by Metamaterials(MMs) cover a tiny current element is investigated and analyzed using Ansoft HFSS based on finite element method(FEM), whose permittivity and relative permeability are both negative. Electromagnetic model: ideal MMs ball shell film is with inner radius of 1 mm and outer radius variation, and the shell's relative permittivity and relative permeability are all -3 , dielectric loss tangent and magnetic loss tangent are all 0.1; and exciting current element length is with 0.3 mm, diameter 0.1 mm, value 1 mA at frequency 10 GHz; and simulation is with radiation boundary conditions. Simulating near electromagnetic field variation with ratio of inner radius and out radius, so near and local field of MMs probe on surface crack, and comparing near field value of probe coating common material are finished. Simulation results can be seen that for MMs film probe near electromagnetic field property is obviously better compared to other two kinds of structures without coating medium and coating with common medium, and metamaterial NDT electromagnetic probe including sound wave probe can be developed for potential practical applications in future.

Keywords: Metamaterial probe; Nondestructive testing; Crack; Ansoft HFSS software

1967 年 Veselago 提出左手材料的概念,并预言其在 Doppler 频移、Cerenkov 辐射、辐射压、Snell 折射以及透镜成像等方面可能具有种种奇妙的性质^[1]。之后将近 30 年,左手材料的研究工作一直处

于停滞状态,原因是在自然界中找不到介电常数 ϵ 和磁导率 μ 同时为负值的物质。自然界中的金、银和铝等材料在光频和红外波段具有负的介电常数,而某些铁磁和亚铁磁材料只能在远小于光频时呈现负的磁导率,当频率接近红外时将不再显示磁性。因而利用自然界现存材料实现介电常数和磁导率同时为负不太可能^[1-2]。Pendry 在 1996 年与 1999

收稿日期:2009-07-03

作者简介:许占显(1964—),男,教授,电磁场与微波技术专业博士,从事无损检测与电磁隐身研究。

年分别指出可以用细金属导线及有缝谐振环阵列构造介电常数和磁导率同时为负的人工媒质^[3-4]。2001年,Smith等人沿用Pendry的方法,构造出了介电常数与磁导率同时为负的人工媒质,并首次通过实验观察到了微波波段的电磁波通过这种人工媒质与空气的交界面发生的负折射现象^[4]。由于负折射材料在基础研究及应用方面的重要意义,它被美国《科学》杂志列为2003年十大重大突破之一。尽管初期人们对Smith等人的实验有许多争论,但2003年以来更为仔细的实验均证实了负折射现象,并且超电磁材料的基础研究与应用性研究越来越广泛,目前已涉及到微波、红外和光学等领域,也涉及到声波领域的特性与应用^[5-12]。

1 超电磁材料及其电磁特性

超电磁材料与结构的电磁学性质^[13-15]:若一束单色平面波在各向同性均匀介质中传播,则其满足Maxwell方程组及介质方程。理论上,Maxwell方程允许 ϵ 和 μ 取负值,因此超电磁介质并不违背已知的电磁学定律。 $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$, $\nabla \times \mathbf{H} = \partial \mathbf{D} / \partial t$, $B = \mu \mu_0 H$, $D = \epsilon \epsilon_0 E$, 并且 E 和 H 的解正比于 $e^{i(k \cdot r - \omega t)}$ 。对于平面单色波,Maxwell方程可以化成如下简单形式:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \mu \mathbf{H} \frac{\omega}{c}, \quad \mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\epsilon \mathbf{E} \frac{\omega}{c} \quad (1)$$

由于频率 ω 和真空光速 c 都是正实数,当 $\epsilon > 0, \mu > 0$ 时,由式(1)可得电场 \mathbf{E} 、磁场 \mathbf{H} 和波矢 \mathbf{k} 三者构成右手关系;在左手性介质中,由于 $\epsilon < 0, \mu < 0$,因此电场 \mathbf{E} 、磁场 \mathbf{H} 和波矢 \mathbf{k} 为左手关系。将 μ 和 ϵ 同时为负的材料称为左手材料,也称为反常媒质、双负媒质和负折射材料等,统称这类材料为Metamaterials(MMs)材料。

电磁波能量的传播,即群速度的方向由Poynting矢量 $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 决定。由于不含 μ 和 ϵ ,根据前述关系可知,不论是在左手性介质还是在右手性介质中,电场、磁场和Poynting矢量三者都是右手关系。但是在右手性介质中Poynting矢量方向与波矢 k 方向相同,即相速度和群速度方向是一致的。但在左手材料中,这两个方向却正好相反,因此左手材料是一种相速度和群速度方向相反的物质。虽然自然界没有天然的左手材料,但是存在 $\epsilon < 0$ 且 $\mu > 0$ 的物质,这首先想到的就是等离子体,包括气体等离子体(plasma)和金属内自由电子的等离子体激元(plasmon),其介电常数 $\epsilon(\omega) = 1 - (\omega_p^2 / \omega^2)$,其中 ω_p

为等离子体振荡的本征频率,当 $\omega < \omega_p$ 时,就可以使介电常数为负值。介电常数 ϵ 和磁导率 μ 是描述均匀媒质中电磁场性质的最基本的两个物理量,随频率的变化关系分别称为介电色散和磁导率色散。当 $\omega \rightarrow 0$ 时, $\epsilon(\omega)$ 和 $\mu(\omega)$ 趋近于一正值;当 $\omega \rightarrow \infty$ 时,由于极化来不及对外场响应而使得 $\epsilon(\omega)$ 和 $\mu(\omega) \rightarrow 1$ 。因而,当频率非常高或为零时, $\epsilon(\omega)$ 和 $\mu(\omega)$ 均为正值。但在频率介于0和 ∞ 之间时, $\text{Re}[\epsilon]$ 和 $\text{Re}[\mu]$ 可能为正值或负值。如金属在低于等离子体谐振频率时介电常数为负,铁氧体在其铁磁谐振频率附近磁导率为负。传统的电动力学研究了 $\epsilon(\omega)$ 和 $\mu(\omega)$ 同时为正值或其中一个为负值时的情况。根据 μ 和 ϵ 的符号,理论上材料可分为四类,如图1所示。自然界中绝大多数材料位于象限I,此类材料的 μ 和 ϵ 同时大于零。象限II中材料的 $\epsilon < 0$ 而 $\mu > 0$,如等离子体和金属在低于等离子体谐振频率时 $\epsilon < 0$ 。当 $\epsilon < 0, \mu > 0$ 时,材料的折射率 $n = (\epsilon \mu)^{1/2}$ 为虚数,由于电磁波只能在折射率为实数的材料内传播,因而此时的电磁波为倏逝波。若一平面波入射在位于象限II中的材料表面上时将会被全反射。象限IV中材料的电磁响应行为与象限II相似;象限III中,材料的磁导率和介电常数同时小于零,其乘积为正且折射率为实数,如同象限I内的材料一样电磁波能在其中传播,但会表现出奇异的电磁行为。

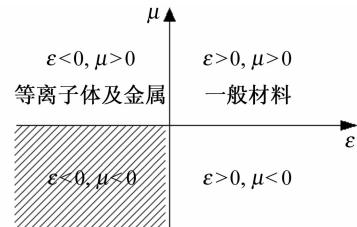


图1 物质介电常数 ϵ 和 μ 磁导率象限图

2 两种超电磁结构单元

双开口谐振环(SRRs)是具有谐振传导的结构,如图2所示,两环间的电容平衡它的电感。当时变磁场垂直施加在环上,表面感应出电流,感应电流依赖于其结构的谐振性质,并产生磁场抵抗入射场的变化,结果产生负的或正的有效导磁率 ϵ ^[16]。对于真空中的圆形双开口谐振环,忽略其厚度,有效导磁率可表示为下列形式^[17]:

$$\mu_{\text{eff}} = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a}}{1 + \frac{2\gamma i}{\omega \mu_0} - \frac{3d}{\pi^2 \mu_0 \omega^2 \epsilon_0 \epsilon r^3}} \quad (2)$$

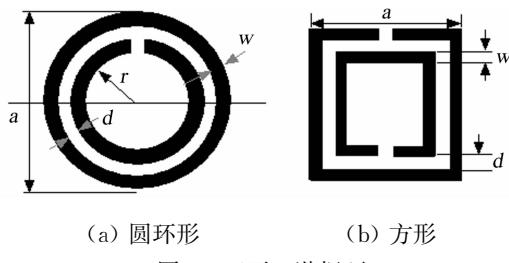


图 2 双开口谐振环

式中 a 为单元长度; γ 为电导率。或者^[18]:

$$\mu_{\text{eff}} = 1 - \frac{F\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 - i\omega\Gamma} \quad (3)$$

式中 F , Γ 和 ω_0 为与几何形状、尺寸和材料有关的常数。它在低频下将是负值。

$$\omega_0^2 = \frac{3dc_0^2}{\pi\varepsilon r^3 \ln \frac{2w}{d}} \quad (4)$$

周期性排列的 SRRs 的谐振频率 ω_0 随几何参数变化关系为^[19-20]：

$$\omega_0^2 = \frac{3lc_0^2}{\pi r^3 \ln \frac{2w}{d}} \quad (5)$$

式中 l 为层间间距; c_0 为真空中的光速; r 为内环的半径; w 为环的线宽; d 为内外环径向间距。

周期性排列的金属杆或细金属线阵列(图3)是具有负的介电常数特性的结构^[21]。将细金属线置入介质中可合成应用的人造介质。若 $r \ll a$, 它的有效介电常数可写为下列形式^[22]:

$$\epsilon_{\text{eff}} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (6)$$

式中 ω_p 是其等离子体频率。

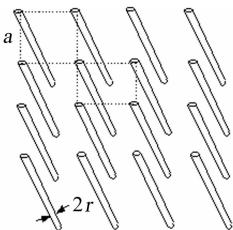
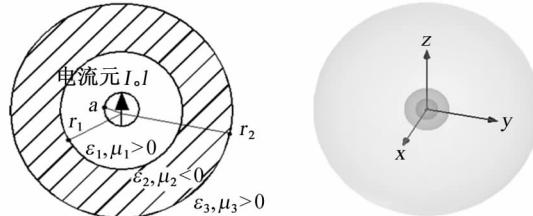


图 3 周期排列金属杆

3 超电磁探头结构模拟

鉴于目前微米尺度的超电磁材料制作的困难，笔者假设采用双负超电磁材料球壳包覆一个微小的电流元，模拟超电磁材料改善电磁辐射的行为。设电磁模型为内半径 1.0 mm，外径为变量的理想超电磁材料介质球壳。介质介电系数 $\epsilon_r = -3$ ，电损耗为 0.1，磁导率 $\mu_r = -3$ ，磁损耗为 0.1；电流元长

0.3 mm, 直径 0.2 mm。采用基于有限元法(FEM)的 Ansoft HFSS 软件, 分别计算与分析。解算频率选为 10 GHz, 自适应网格步数为 15, 每步收敛标准为 0.08。内外径比值在 0.1~0.9 内离散扫频。辐射边界, 激励电流 1 mA, 如图 4 所示。



构 (

4 模拟计算结果与结论

涂覆超电磁材料、涂覆常规电磁材料和不涂材料三种情形下近电场(距激励源<20 mm)随内外径的变化如图 5, 辐射功率如图 6 所示。假设采用该结构的探头检测一具有表面开口裂缝($6 \text{ mm(长)} \times 1 \text{ mm(宽)} \times 0.1 \text{ mm(深)}$)的铝材工件, 涂覆超电磁材料($r_1/r_2=0.5$)的探头在缺陷附近形成的电场如图 7; 与涂覆常规电磁材料的探头形成的近场量值对比如图 8。由图 6 和图 7 可知, 涂覆超电磁材料的探头其辐射功率和近场电磁特性优于涂覆常规材料和不涂材料, 并且随内外径的比值(或涂覆厚度)而变化。无负载工件时, 内外径的比值 $r_1/r_2=0.5$

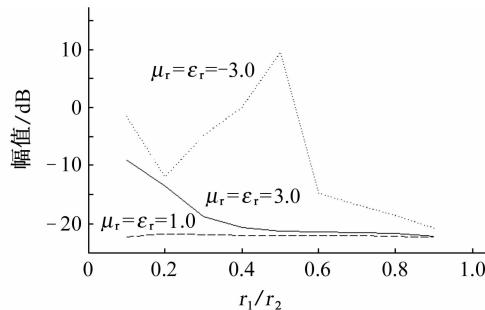


图 5 三种情形下近电场随内外径的变化

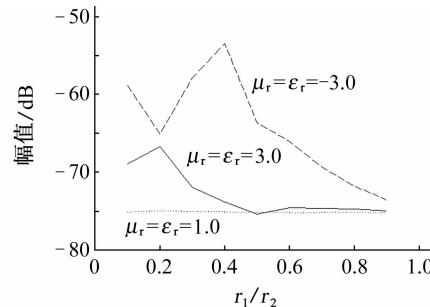


图 6 三种情形下辐射功率随内外径的变化

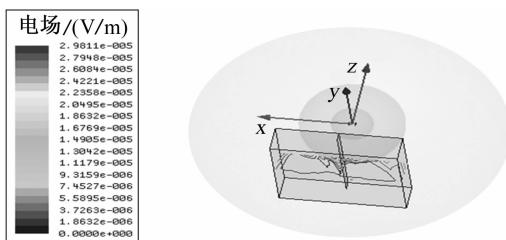
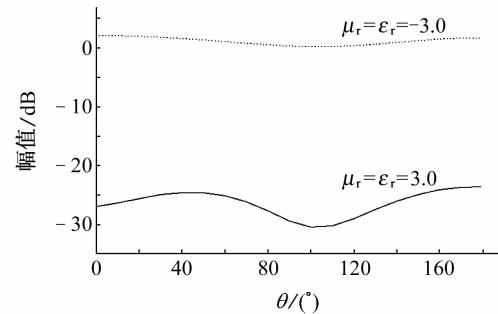
图 7 涂覆超电磁材料 $r_1/r_2=0.5$ 时缺陷试块的近场

图 8 存在 1 mm 表面裂纹时的近场特性比较曲线

时,涂覆超电磁材料的探头近场达到极值 10 dB,而涂覆常规材料为-21 dB,不涂材料为-22 dB。并且,无负载工件时,内外径的比值为 $r_1/r_2=0.4$ 时,涂覆超电磁材料的探头辐射功率达到极值-53 dB,而涂覆常规材料为-74 dB 和不涂材料为-75 dB,相差约 20 dB。由图 8 可知,有负载工件和内外径的比值 $r_1/r_2=0.5$ 时,涂覆超电磁材料的探头近场高于涂覆常规材料约 30 dB。

由以上分析,得出可开发未来超电磁材料的电磁无损检测(包括声波检测)探头的结论。

参考文献:

- [1] Veselago V G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ [J]. Soviet Physics USPEKHI, 1968(10): 509—514.
- [2] Pendry J B, Holden A L, Stewart W J, et al. Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures [J]. Physical Review Letters, 1996, 76(25): 4773.
- [3] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J, et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena [J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1999, 47(11): 2075—2084.
- [4] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Experimental verification of a negative index of refraction [J]. Science, 2001, 292: 77—79.
- [5] Houck A A, Brock J B, Chuang I L. Experimental observations of a left-handed material that obeys Snell's law [J]. Physical Review Letters, 2003, 90(13): 137401.
- [6] Parazzoli C G, Gregor R B, Li K, et al. Experimental verification and simulation of negative index of refraction using Snell's law [J]. Physical Review Letters, 2003, 90: 107401.
- [7] Smith D R, Schurig D, Pendry J B. Negative refraction of modulated electromagnetic waves [J]. Applied Physics Letters, 2002(81): 2713—2715.
- [8] Pendry J B. Negative refraction makes a perfect lens [J]. Phys Rev Lett, 2000, 85(18): 3966—3969.
- [9] Leonhardt U. Optical conformal mapping [J]. Science, 2006(312): 1777—1780.
- [10] Pendry J B, Smith D R. Reversing light with negative refraction [J]. Physics Today, 2004(57): 37—43.
- [11] Parazzoli C G, Gregor R B, Nielsen J A, et al. Performance of a negative index of refraction lens [J]. Physical Review Letters, 2004, 84(17): 3232—3234.
- [12] 许占显,林为干,孔立堵.可控 Metamaterial 与结构的电磁波及特性研究[J].材料导板,2007,21(5):132—137.
- [13] 郑晴,赵晓鹏,李明,等.缺陷对左手材料负折射的调控行为[J].物理学报,2006(12): 6441—6446.
- [14] 郑晴,赵晓鹏,付全红,等.左手材料的反射特性与负折射率行为[J].物理学报,2005(12): 5683—5687.
- [15] 张世鸿,陈良,徐彬彬,等.左手材料研究进展及应用前景[J].功能材料,2006(1): 1—5.
- [16] 康雷.左手材料缺陷效应的研究[D].西安:西北工业大学,2005:10—40.
- [17] Zoran Jaksic, Nils Dalarsson, Milan Maksimovic. Electromagnetic structures containing negative refractive index metamaterials [J]. TELSIKS, 2005(1): 145.
- [18] Smith D R, Vier D C, Kroll N, et al. Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial [J]. Applied Physics Letters, 2000, 77(14): 2246—2248.
- [19] Shen J T, Platzman P M. Near field imaging with negative dielectric constant lenses [J]. Applied Physics Letters, 2002, 80(18): 3286—3288.
- [20] Fang N, Zhang X. Imaging properties of a metamaterial superlens [J]. Applied Physics Letters, 2003(82): 161.
- [21] Djermoun A, de Lustrac A, Gadot F, et al. Design and characterization of a controllable left-handed material at microwave frequencies [C]. European Microwave Conference, 2005, 2(4—6): 917—920.
- [22] Marques R, Martel J, Mesa F, et al. Left-handed media simulation and transmission of EM waves in subwavelength split-ring-resonator-loaded metallic waveguides [J]. Physical Review Letters, 2002, 89(18): 183901—183904.