

提高喇叭天线增益的超介质构建方法

向坤, 陈娟, 张安学, 蒋延生, 夏颂, 徐卓
(西安交通大学电子与信息工程学院, 710049, 西安)

摘要: 为使喇叭天线内部传导的球面波向平面波发生转变, 提出一种高增益喇叭天线的超介质构建方法(MSM). MSM 方法先采用有限嵌入式坐标变换将喇叭天线内空气介质的电磁参数进行变换, 得到一组在原空气介质所占空间内连续变化的电磁参数, 再将连续的电磁参数在空间离散化, 并设计对应的电谐振和磁谐振单元, 最后排布谐振单元实现超介质的构建. 在喇叭天线中应用该超介质, 改善了口面场的幅相分布, 提高了喇叭天线主瓣的方向系数. 与零折射率超介质构建方法相比, MSM 方法消除了电磁波在介质分界面上的反射, 提高了喇叭天线的辐射效率. 采用基于有限元算法的 COMSOL 软件对电磁波在喇叭天线内的传导特性及增益方向图进行三维数值模拟, 并与常规喇叭天线进行对比, 结果表明: 喇叭天线过渡段内波面形式发生了转变, 主瓣增益提高了 9 dB, 主 H 面和主 E 面的半功率角分别减小了 2.1° 和 1.0° .

关键词: 超介质; 嵌入式坐标变换; 平面波; 球面波; 喇叭天线

中图分类号: TM201.3; TN821+.5 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2011)02-0092-05

Metamaterials Structure Method for High-Gain Horn Antenna

XIANG Kun, CHEN Juan, ZHANG Anxue, JIANG Yansheng, XIA Song, XU Zhuo
(School of Electronics and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract: A metamaterial structure method (MSM) for horn antenna is presented to achieve the conversion from spherical waves to plane waves in horn antenna. The MSM is based on a finite embedded coordinate transformation (FECT). The spatial continuous distribution of electromagnetic parameter for metamaterial layer is deduced, and then spatial discretization for application is obtained. Then corresponding electric and magnetic resonance units are designed and arranged in horn antenna. The amplitude and phase distribution of the aperture is improved by using MSM, and the directivity of antenna is enhanced. Compared to the metamaterials with the zero index of refraction, the present metamaterial has little scatter reflection in the continuousness of dielectric medium, and the radiation efficiency of antenna is enhanced. Based on three-dimensional full wave simulation of the finite-element method, it is validated that the wave surface in horn antenna is changed, the gain of the pencil beam is raised by 9 dB, and the half-power angles of the H face and E face are reduced by 2.1° and 1.0° , respectively.

Keywords: metamaterial; finite embedded coordinate transformation; plane wave; spherical wave; horn antenna

超介质 (metamaterials, 国内也有如特异材料、超材料等称法) 的研究是近年来迅速发展起来的, 超介质的应用对未来的科技、经济和社会发展将产生重要影响.

收稿日期: 2010-04-12. 作者简介: 向坤(1984—), 男, 硕士生; 张安学(联系人), 男, 副教授. 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10474077, 50632030).

网络出版时间: 2010-12-18 网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1069.T.20101218.2239.012.html>

已出现的超介质器件,如隐身罩^[2]、波束集中器^[3]和极化扭转器^[4],电磁参数设计都用到了光学保角映射(OCM)^[5],但该映射不能把原空间拓扑到外部空间.文献[6]为了设计出波束位移器和分裂器,将OCM改进后得到可向外部空间拓扑的有限嵌入式坐标变换(FECT),拓展了超介质的应用领域.

超介质已应用到多种天线设计领域^[7-8].高增益喇叭天线在雷达、卫星通信中具有广泛的应用,利用FECT设计的超介质有望提高喇叭天线增益.文献[9]利用FECT设计的二维超介质,使天线中柱面波向平面波渐变,增强了天线的方向性,但对于E面和H面都张开的喇叭天线来说,过渡段传导的是球面波.本文基于FECT设计的三维超介质可使喇叭天线内的球面波向平面波发生渐变.与文献[9]的研究相比,这种波面形式的转换更具应用价值.文献[10]提出的零折射率介质透镜也能提高喇叭天线增益,但是电磁波在零折射率介质分界面上会发生反射,阻抗不易匹配.针对以上问题,本文设计的超介质既能使波形渐变,又能与空气介质耦合,在阻抗匹配的同时提高天线增益.

1 超介质的电磁参数设计

喇叭天线要有高的远场增益,其有效辐射口面应尽量大,且口面上幅度和相位应基本一致.普通喇叭天线中传导的是球面波,使得口面轴线上波的相位超前于同平面的其他位置.大口径喇叭口面上的相位差过大会减小远场增益,故喇叭受到E面和H面的张角不能过大的局限,只能在张角不大的前提下通过延长过渡段得到大口面,增加了尺寸和金属耗损.如何在短距离大张角喇叭天线的限制下得到同相位辐射口面,是本文设计超介质的目标.

1.1 基于嵌入式坐标变换的设计思路

嵌入式坐标变换首先要确定待变换的区域,再根据所希望的电磁波形式确定变换后的空间,最后才能进行新旧空间的转变.在原空间电磁参数已知的条件下,在坐标变换的同时也确定了新空间的电磁参数分布.根据坐标变换前后空间的能量守恒,新空间的波数、边界相位等电磁波特征都保持不变.正是利用空间拓扑与电磁特征恒定性之间的约束关系,使新空间中介质的电磁参数被迫改变,从而导致电磁波按照预先设计的形式发生转变.

参考角锥喇叭结构,如图1所示.将以球面形式传播的电磁波所在的空间 $O-A'B'C'D'$,划分为2个子空间 $OABCD$ 和 $ABCD-A'B'C'D'$,把原空间 O

$ABCD$ 拓扑扩大直至占据原空间 $O-A'B'C'D'$ 的位置.由于 $OABCD$ 里的部分电磁波占据了 $ABCD-A'B'C'D'$ 空间,导致 $ABCD-A'B'C'D'$ 中的波须寻找新的容纳空间,故再把原空间 $ABCD-A'B'C'D'$ 拓扑成外侧为平面的新空间 $A'B'C'D'-EFGH$.由此,变换得到了由2个子空间 $O-A'B'C'D'$ 和 $A'B'C'D'-EFGH$ 组成的新空间.根据特征不变性,电磁波的同相面将从原空间的球面 $A'B'C'D'$ 变成新空间的平面 $EFGH$,这就是球面波向平面波转化的原理.变换在原空间基础上引入了有限的新空间 $A'B'C'D'-EFGH$,故属于有限嵌入式坐标变换.

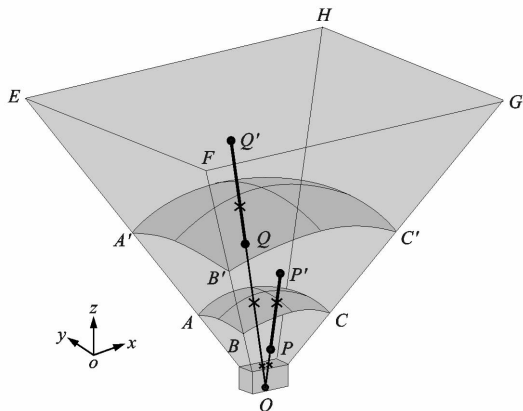


图1 角锥区域内的嵌入式坐标变换

在笛卡尔坐标系下, (x, y, z) 为原空间中任一点, O 到点 (x, y, z) 的距离为 $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$,新空间中与原空间点 (x, y, z) 对应的点为 (x', y', z') ,且 O 到点 (x', y', z') 的距离为 $r' = (x'^2 + y'^2 + z'^2)^{1/2}$.设球面 $OABCD$ 的半径为 a ,球面 $O-A'B'C'D'$ 的半径为 b , d 为点 O 与面 $EFGH$ 之间的垂直距离,则嵌入式坐标变换在笛卡尔坐标系下可表示为

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{cases} \begin{bmatrix} bx/a \\ by/a \\ bz/a \end{bmatrix}, & 0 \leq r \leq a \\ \begin{bmatrix} \frac{(dr - bz)(r - a)x}{(b - a)rz} + \frac{bx}{r} \\ \frac{(dr - bz)(r - a)y}{(b - a)rz} + \frac{by}{r} \\ \frac{(dr - bz)(r - a)}{(b - a)r} + \frac{bz}{r} \end{bmatrix}, & a \leq r \leq b \end{cases} \quad (1)$$

从方程(1)的变换关系可以看出:当 $0 \leq r \leq a$

时,有 $0 \leq r' \leq b$; 当 $a \leq r \leq b$ 时,有 $b \leq r'$ 及 $z' \leq d$.

1.2 超介质的电磁参数计算

由方程(1)对新空间中各分量求关于原坐标空间各分量的偏导,可得原空间 $OABCD$ 和 $ABCD-A'B'C'D'$ 中的 Jacobian 转换矩阵

$$\mathbf{A} = \begin{cases} \begin{bmatrix} b/a & 0 & 0 \\ 0 & b/a & 0 \\ 0 & 0 & b/a \end{bmatrix}, & 0 \leq r \leq a \\ \begin{bmatrix} \lambda_{11} & \lambda_{12} & \lambda_{13} \\ \lambda_{21} & \lambda_{22} & \lambda_{23} \\ \lambda_{31} & \lambda_{32} & \lambda_{33} \end{bmatrix}, & a \leq r \leq b \end{cases} \quad (2)$$

式中

$$\begin{aligned} \lambda_{11} &= \frac{b^2 z^3 + cr^4 - acr^3 + cr^2 x^2 - br^3 z}{(b-a)r^2 z} \\ \lambda_{12} &= \lambda_{21} = \frac{cr^2 xy - b^2 xyz}{(b-a)r^3 z} \\ \lambda_{21} &= \frac{(acr^3 - b^2 z^3 - cr^2 x^2)x}{(b-a)r^3 z^2} \\ \lambda_{22} &= \frac{b^2 z^3 + cr^4 - acr^3 + cr^2 y^2 - br^3 z}{(b-a)r^3 z} \\ \lambda_{23} &= \frac{(acr^3 - b^2 z^3 - cr^2 y^2)y}{(b-a)r^3 z^2} \\ \lambda_{31} &= \frac{(cr^2 - b^2 z)x}{(b-a)r^3}; \quad \lambda_{32} = \frac{(cr^2 - b^2 z)y}{(b-a)r^3} \\ \lambda_{33} &= \frac{cr^2 z - br^3 + b^2 r^2 - b^2 z^2}{(b-a)r^3} \end{aligned}$$

利用空间拓扑与电磁特征恒定性之间的约束关系,新空间得到的超介质介电常数和磁导率分别为

$$\boldsymbol{\varepsilon}' = \frac{\mathbf{A}\boldsymbol{\varepsilon}\mathbf{A}^T}{\det(\mathbf{A})}; \quad \boldsymbol{\mu}' = \frac{\mathbf{A}\boldsymbol{\mu}\mathbf{A}^T}{\det(\mathbf{A})} \quad (3)$$

上式假定已包含时域分量 $\exp(-j\omega t)$. 考虑到原空间是自由空间,其电磁参数张量可写为 $\boldsymbol{\varepsilon} = \mathbf{I}\epsilon_0$ 和 $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{I}\mu_0$, $\mathbf{I}$ 为单位矩阵,且 $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$,因此新空间 $ABCD-A'B'C'D'$ 和 $A''B''C''D''-EFGH$ 中的相对电磁参数张量表示分别为

$$\boldsymbol{\varepsilon}'_1 = \boldsymbol{\mu}'_1 = \begin{bmatrix} a/b & 0 & 0 \\ 0 & a/b & 0 \\ 0 & 0 & a/b \end{bmatrix}, \quad 0 \leq r' \leq b \quad (4)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon}'_2 = \boldsymbol{\mu}'_2 = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix}, \quad b \leq r', z' \leq d \quad (5)$$

式中

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \frac{\lambda_{11}^2 + \lambda_{12}^2 + \lambda_{13}^2}{\det(\mathbf{A})} \\ \varepsilon_{xy} &= \varepsilon_{yx} = \frac{\lambda_{11}\lambda_{21} + \lambda_{12}\lambda_{22} + \lambda_{13}\lambda_{23}}{\det(\mathbf{A})} \\ \varepsilon_{xz} &= \varepsilon_{zx} = \frac{\lambda_{11}\lambda_{31} + \lambda_{12}\lambda_{32} + \lambda_{13}\lambda_{33}}{\det(\mathbf{A})} \\ \varepsilon_{yy} &= \frac{\lambda_{21}^2 + \lambda_{22}^2 + \lambda_{23}^2}{\det(\mathbf{A})} \\ \varepsilon_{yz} &= \varepsilon_{zy} = \frac{\lambda_{21}\lambda_{31} + \lambda_{22}\lambda_{32} + \lambda_{23}\lambda_{33}}{\det(\mathbf{A})} \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{\lambda_{31}^2 + \lambda_{32}^2 + \lambda_{33}^2}{\det(\mathbf{A})} \end{aligned}$$

新坐标系下角锥区域 $O-EFGH$ 中的超介质电磁参数由方程(4)、(5)表示,各个张量分量均为坐标系下的空间函数,其中 a 和 b 的选择将影响变换后的介质特性. 在 $0 \leq r' \leq b$ 空间分布着均匀的各向同性介质($a/b < 1$),在 $b \leq r', z' \leq d$ 区域中的超介质属于空间分布不均匀且相对电磁参数界于 0 和 1 之间的各向异性互易介质. 这种超介质的空间电磁参数分布与隐身罩超介质一样,在各个空间维度上渐变. 上述计算结果表明,为得到口面上同相波前而采用的嵌入式坐标变换的方法,得到的材料相对介电常数和相对磁导率介于 0 和 1 之间. 由于天然材料不具有这种超常的电磁参数,故只能采用超介质加以实现. 不同于零折射率介质透镜单独使用超介质,本文的设计是嵌入式坐标变换和超介质相结合的产物.

2 天线建模和仿真验证

用基于有限元算法的商业仿真软件 COMSOL 对超介质填充后的角锥喇叭进行建模与仿真,观测超介质层的波形转变和天线远场特性. 本文希望经过超介质层的调整,使矩形波导内的电磁波能量在损耗很小的情况下,以同相平面波形式分布在角锥喇叭口面上.

图 2a 是 X 波段标准角锥喇叭天线,其尺寸按照主瓣增益 22 dB 建模,口径尺寸为 $18.61 \text{ cm} \times 14.75 \text{ cm}$,过渡段长 29.54 cm. 图 2b 是填充了超介质的喇叭天线,口径与标准喇叭保持一致,其过渡段长度为 15 cm,相当于标准喇叭的一半. 在确定超介质电磁参数所需的变换域时,令图 1 中变换区的内球面半径 $a = 6.24 \text{ cm}$,外球面半径 $b = 10.4 \text{ cm}$, $d = 15 \text{ cm}$,代入方程(4)~(11),再把设计所得的超介质填充到短喇叭内部. 在图 2b 所示喇叭中,球面半径为 b 的空间内所填充超介质的相对介电常数和磁导

率均为 0.6. 球面以上空间填充的是分布不均匀的、相对电磁参数在 0~1 之间的互易各向异性超介质. 由式(5)计算发现,超介质在均匀和非均匀各项异性介质交界面上的电磁参数为 $0.6\mathbf{I}$,在口面附近的电磁参数为 $\mathbf{I}$. 该特点使电磁波在波导、超介质和空气之间实现连续传输,理论上使电磁波从馈源到外空间传播过程中无反射产生.

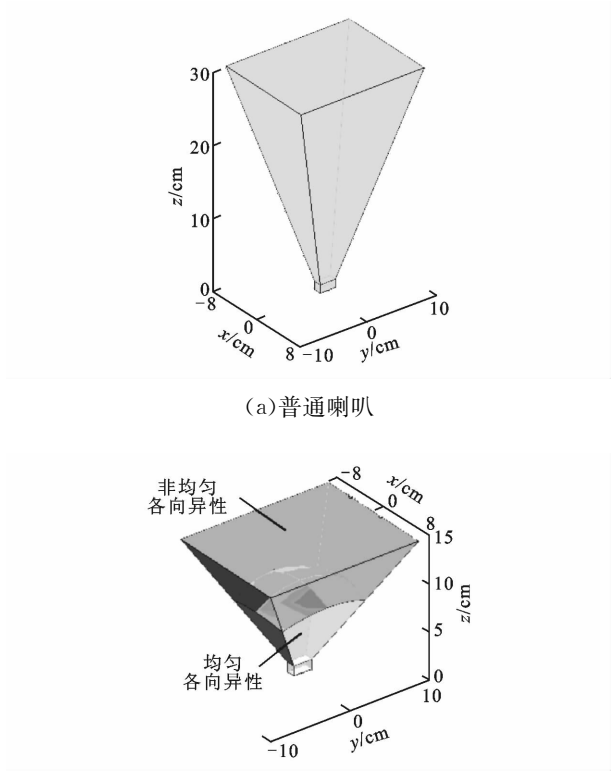


图 2 2 种角锥喇叭模型

在 COMSOL 仿真环境下,喇叭用 TE_{10} 模矩形波导馈电,中心频率设置为 8.75 GHz. 仿真所得的图 3 和图 4 中磁感应强度的 x 轴分量场截面波形与文献[9]中柱面波向平面波的转变相似. 超介质中的电磁波在天线 H 面和 E 面均出现了波面展平的效果. 另外,在喇叭口面与空气介质交界处,电磁波的幅相特性未变,说明该超介质能与空气介质实现耦合,抑制驻波的产生,满足阻抗匹配的要求. 嵌入式坐标变换得到的理想的超介质是没有反射产生的,但是在现阶段,超介质常由电谐振和磁谐振的金属周期结构(如 SRR/ROD 结构)组成,损耗较大且色散严重,使所设计的器件不易在宽带上阻抗匹配. 随着设计低损耗宽带电磁谐振周期结构(如全介质结构)能力的提高,这种变换法将会体现出它的优势.

三维超介质有着复杂的电磁参数分布,在实际应用中,需对电磁参数进行空间采样^[3],根据采样所

得相对介电常数和相对磁导率的具体情况设计人工合成的电谐振和磁谐振周期单元. 另外,还可以利用激励波的极化特征降低超介质电磁参数的维数.

如图 5 所示,对 2 种仿真喇叭天线在 H 面和 E 面的远场方向图进行比较,发现采用超介质的喇叭

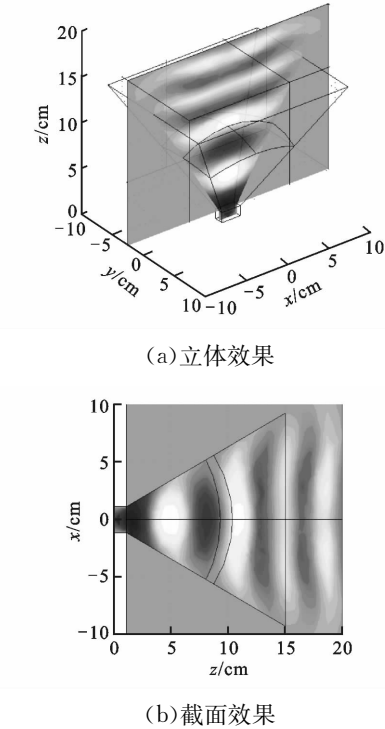


图 3 喇叭主 H 面磁感应强度的 x 分量

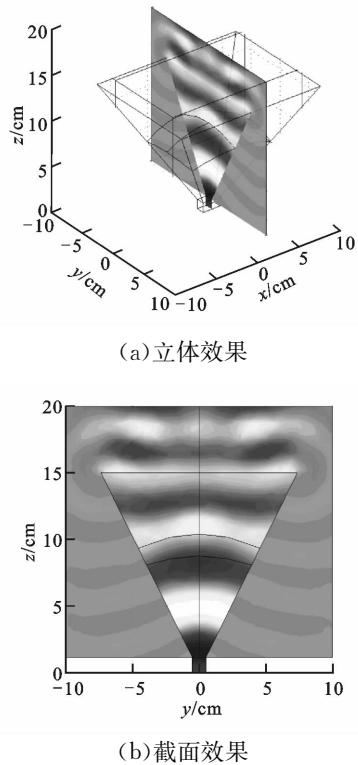
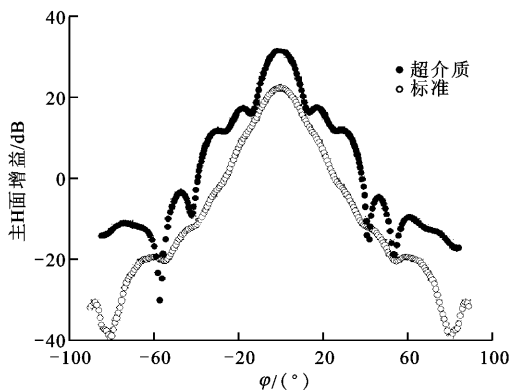
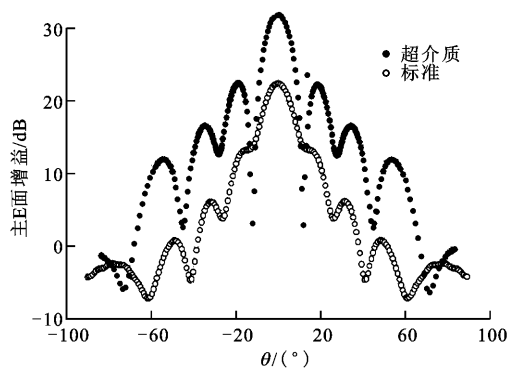


图 4 喇叭主 E 面磁感应强度的 x 分量

天线的主瓣增益比普通喇叭提高了 9 dB. 除了主瓣增益的大幅提高, 主 H 面和主 E 面的半功率角分别减小了 2.1° 和 1.0° . 超介质控制电磁波的特性使其能够突破传统设计方法的局限, 在保证口面辐射效率的前提下可以进一步加大口面, 以获得更大的同相辐射面来进一步提高天线远场增益.



(a) 主 H 面



(b) 主 E 面

图 5 超介质喇叭天线和标准喇叭天线的远场增益方向图对比

3 结 论

本文从提高喇叭天线口面效率出发, 将嵌入式坐标变换和超介质相结合, 提出了一种在喇叭天线内使球面波转变为平面波的方法. 首先用嵌入式坐标变换推导出超介质的电磁参数设计公式, 然后将这种超介质应用于大张角喇叭天线中, 在 8.75 GHz 谐波激励的仿真环境下, 超介质喇叭使波形发生转变, 提高了口面辐射效率, 减小了主瓣宽度, 提高天线增益达 9 dB. 实验结果说明, 口径相同、过渡段减半的大张角超介质喇叭能比标准喇叭提供更大的增益, 同时, 波导介质、过渡段超介质和空气介质之间的连续性变化保证了天线的阻抗匹配. 本文采用的三维超介质构建方法既能使波面形式在喇叭过渡段渐变提

高天线口径效率, 又能与外部空间的耦合实现阻抗匹配, 因而是一种高增益、低损耗的喇叭天线设计方法.

参考文献:

- [1] PENDRY J B, SCHURIG D, SMITH D R. Controlling electromagnetic fields [J]. Science, 2006, 312(5781): 1780-1782.
- [2] SCHURIG D, MOCK J J, JUSTICE B J, et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies [J]. Science, 2006, 314(5801): 977-980.
- [3] RAHM M, SCHURIG D, ROBERTS D A, et al. Design of electromagnetic cloaks and concentrators using form-invariant coordinate transformations of Maxwell's equations [J]. Photonics Nanostruct Fundam Appl, 2008, 6(1): 87-95.
- [4] CHEN Huanyang, CHAN C T. Transformation media that rotate electromagnetic fields [J/OL]. Applied Physics Letters, 2007, 90(24)[2010-03-05]. http://apl.aip.org/resource/1/applab/v90/i24/p241105_s1?view=fulltext.
- [5] LEONHARDT U. Optical conformal mapping [J]. Science, 2006, 312(5781): 1777-1780.
- [6] RAHM M, CUMMER S A, SCHURIG D, et al. Optical design of reflectionless complex media by finite embedded coordinate transformations [J/OL]. Physical Review Letters, 2008, 100(6): 1-4[2010-03-15]. <http://prl.aps.org/abstract/PRL/v100/i6/e063903>.
- [7] 杨锐, 谢拥军, 胡海鹏, 等. 超宽带异向介质平面倒 F 天线[J]. 物理学报, 2010, 59(5): 3173-3178.
YANG Rui, XIE Yongjun, HU Haipeng, et al. Ultra wideband planar inverted-F antenna with metamaterials loading[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(5): 3173-3178.
- [8] 唐明春, 肖绍球, 高山山, 等. 新型电谐振人工异向介质抑制阵列天线单元间互耦[J]. 物理学报, 2010, 59(3): 1851-1856.
TANG Mingchun, XIAO Shaoqiu, GAO Shanshan, et al. Mutual coupling suppressing based on a new type electric resonant SRRs in microstrip array[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(3): 1851-1856.
- [9] JIANG Weixiang, CUI Tiejun, MA Huifeng, et al. Cylindrical-to-plane-wave conversion via embedded optical transformation [J/OL]. Applied Physics Letters, 2008, 92(26)[2010-03-18]. http://apl.aip.org/resource/1/applab/v92/i26/p261903_s1.
- [10] WU Qun, PAN Pan, MENG Fanyi, et al. Low refractive metamaterials for gain enhancement of horn antenna [J]. Appl Phys: A, 2007, 87(2): 151-156.

(编辑 刘杨)